

Untersuchungen zur Modenkonzersion von Lower-Hybrid-Wellen

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von
Karlfried Lucks
aus Hamm

Bochum 1983



Untersuchungen zur Modenkonversion von Lower-Hybrid-Wellen

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften**

der

**Abteilung für Physik
und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum**

von

**Karlfried Lucks
aus Hamm**

Bochum 1983

Untersuchungen zur Lichtstreuung
von Laser-Licht-Wellen

DISSERTATION

an

Fakultät der Naturwissenschaften
der Universität zu Köln

Abteilung für Physik

und Astronomie

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Köln

von

Karlheinz Lenz

aus Bonn

Dissertation eingereicht am: 31.01.1983

Tag der mündlichen Prüfung: 27.04.1983

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H. J. Kunze

INHALTSÜBERSICHT

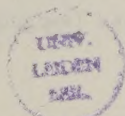
	Seite
1. EINFÜHRUNG	3
2. THEORIE	5
2.1. Der Dielektrizitätstensor in der Fluidtheorie	7
2.2. Die Dispersionsbeziehung für LH-Wellen	10
2.3. Die Lower-Hybrid-Schicht	15
2.4. Die warme Ionen-Plasma-Mode	16
2.5. Die Ionen-Bernstein-Moden	19
2.6. Zusammenfassung der Theorie	21
3. DAS EXPERIMENT	23
3.1. Vakuumsystem	23
3.2. Erzeugung des Magnetoplasmas	27
3.2.1 Magnetfeld	27
3.2.2 Kathoden	27
3.2.3. Anodensystem	30
3.2.4 Besondere konstruktive Maßnahmen	32
3.3. Überblick über die Apparatur	32
4. DIAGNOSTIKVERFAHREN	42
4.1. Elektrische Einzelsonde	42
4.2. Elektrische Doppelsonde	45
4.3. Katsumata-Sonde	45
4.4. 8mm-Mikrowelleninterferometer	47
4.5. Resonanzkegelmethode	52
4.6. Temperaturmessung mit Hilfe von ionenakustischen Wellen	62
5. DAS PLASMA	63
5.1. Elektronendichte und Elektronendichteprofil	64
5.2. Elektronen- und Ionentemperatur	71
5.3. Die lokale LH-Resonanzfrequenz	71
5.4. Das HF-Rauschspektrum des Plasmas	73
5.5. Die Kohärenz der Dichtefluktuationen	76

6.	LOWER-HYBRID-WELLEN	78
6.1.	Nachweis der rückwärtsgerichteten Phasengeschwindigkeit	81
6.2.	Verifikation der Dispersionsbeziehung	85
6.3.	Die Dämpfung der LH-Wellen	91
6.4.	Zusammenfassung der LH-Untersuchungen	98
7.	NACHWEIS DER MODENKONVERSION	99
7.1.	Das Meßverfahren	99
7.2.	Diskussion der Meßergebnisse	106
8.	ZUSAMMENFASSUNG	113
9.	LITERATUR	115

1. Einführung

Ein wichtiges Ziel der fusionsorientierten Plasmaphysik ist die Entwicklung von Verfahren, ein magnetisch eingeschlossenes Plasma auf Fusionszündtemperatur aufzuheizen. Da dies mit Ohmscher Heizung allein nicht erreicht werden kann, untersucht man derzeit neben der Neutralgasinjektion verschiedene Hochfrequenz-Methoden zur zusätzlichen Plasmaheizung. Eine der attraktivsten Methoden ist die Heizung mit der quasi-außerordentlichen ("langsamen") Welle im Lower-Hybrid-Frequenzbereich $\omega_i^2 \ll \omega_{LH}^2 \ll \omega_i \omega_e$. In diesem Bereich bewegen sich Elektronen und Ionen im Feld der Welle, aus dem sie ihre Energie aufnehmen.

Für die Plasmaparameter eines Fusionsplasmas liegt die Lower-Hybrid-Frequenz im Mikrowellenbereich; hier hat sich besonders eine Antenne, die aus einem Paket von Hohlleitern, die mit alternierender Phase angeregt werden, besteht ("Grill" /1.1/), für die Welleneinkopplung bewährt. Unter geeignet gewählten Bedingungen dringt die "Lower-Hybrid-Welle" - im folgenden kurz LH-Welle genannt - tief ins Plasmaminnere ein, bis sie die resonante Schicht (LH-Schicht) erreicht. In dieser Schicht, in der die Wellenfrequenz ω gleich der lokalen LH-Frequenz ω_{LH} ist, können durch Umwandlung der LH-Welle neue sehr kurzwellige Moden entstehen, die auf kleinen Distanzen bereits ausgedämpft sind. Diese Modenkonversion (oder Wellentransformation) wurde von T. H. Stix 1965 /1.2/ vorausgesagt - und seitdem in zahlreichen theoretischen Arbeiten behandelt, in vielen experimentellen Untersuchungen diskutiert /1.3/ und bei der Auslegung der für die LH-Heizung in Fusionsexperimenten eingesetzten Antennen (z. B. beim Asdex - Tokamak in Garching) berücksichtigt. Leider können in Fusionsplasmen wegen der dort hohen Temperaturen Sondenmessungen zum direkten Nachweis der durch Konversions angeregten Moden nicht durchgeführt werden; der direkte Nachweis der Modenkonversion muß deshalb an kälteren und dünneren Laborplasmen erbracht werden. Für den Frequenzbereich nahe der



Ionenzyklotronfrequenz gelang dies M. Ono et al. /1.4/. Diese Autoren beobachteten die durch Modenkonzersion entstehenden Ionen-Bernstein-Moden bei der Frequenz $\omega = 2\omega_i$ und kürzlich auch bei $\omega = 4\omega_i$.

P. Bellan und M. Porkolab /1.5/ untersuchten 1975 in einem grundlegenden Experiment das Dispersionsverhalten von LH-Wellen im inhomogenen Plasma, die Modenkonzersion in warme Ionen-Moden konnten sie indessen nicht beobachten. In ihrem Experiment verwendeten sie für die Einkopplung der Wellenenergie eine Slow-Wave-Antenne. Diese besteht aus einem System äquidistant angeordneter, das Plasma umschließender Ringe, die auf alternierendem HF-Potential liegen. (Das physikalische Prinzip ist ähnlich dem des "Grill"s; nur liegen hier die Frequenzen wegen der anderen Plasmamaparameter im Radiowellenbereich). Ein solches System prägt dem Plasma längs der Plasmaoberfläche (bzw. parallel zum Magnetfeld) eine Wellenzahl k auf, die bei der Wellenausbreitung im Plasma erhalten bleibt. Dadurch kann das Ausbreitungs- und Dämpfungsverhalten der Lower-Hybrid-Wellen besonders leicht studiert werden. Angesichts dieser Situation hatte diese Arbeit folgende Ziele:

1. eine Apparatur zu konstruieren und erstellen, in der sich ein zur Untersuchung der Modenkonzersion geeignetes Plasma hoher Dichte und Ionentemperatur erzeugen läßt,
2. die von der Slow-Wave-Antenne in das Plasma einlaufenden Wellen auf dem Wege zur LH-Schicht experimentell zu verfolgen, um Aussagen über ihr Ausbreitungs- und Dämpfungsverhalten zu gewinnen - hier interessierte besonders die Frage, ob Elektronen-Landau-Dämpfung eine Rolle spielt -, und
3. in der Nähe der LH-Schicht die Modenkonzersion im Parameterbereich $0,5\omega_{pe}^2 \leq \omega^2 \leq \omega_{pi}^2$ durch Nachweis einer sehr kurzwelligen Ionen-Plasma-Mode (oder eventuell Ionen-Bernstein-Mode) zu verifizieren.

Um den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit einer linearen Theorie zu gestatten, wurden unsere Experimente bei kleinen HF-Leistungen ($P < 100$ mW) durchgeführt.

2. Theorie

In diesem Kapitel wird kurz die Theorie /2.1/ der elektrostatischen Wellen im schwach inhomogenen Plasma vorgestellt. Dabei wird berücksichtigt, daß eine Slow-Wave-Antenne, die in Richtung des konstant überlagerten Magnetfeldes (z-Richtung) unendlich ausgedehnt angenommen wird, dem Plasma eine periodische Feldverteilung in dieser Richtung aufprägt. Die z-Abhängigkeit der im Plasma angeregten Wellen kann z.B. durch die Funktion $\sin k_{\parallel} z$ beschrieben werden, wobei $k_{\parallel}$ die (reelle) z-Komponente des Wellenvektors, allein durch die axiale Periodizität bestimmt ist.

In Abhängigkeit der parallelen Wellenzahl $k_{\parallel}$, der Wellenfrequenz ω und der Plasmaparameter stellt sich dann eine senkrechte Wellenzahl $k_{\perp}$ ein, und die Dispersionsgleichung, die wir im folgenden herleiten wollen, können wir in der Form

$$(2 - 1) \quad k_{\perp} = k_{\perp}(\omega, k_{\parallel}, n_e, B_0, T_e, T_i, \dots)$$

schreiben. Berücksichtigen wir die Dämpfung der Wellen, so ist $k_{\perp}$ eine komplexe Größe:

$$(2 - 2) \quad k_{\perp} = \text{Re}(k_{\perp}) + i \text{Im}(k_{\perp}) = k_{\perp}^r + i k_{\perp}^i$$

Bei der Herleitung der Dispersionsbeziehung wollen wir die elektrostatische Näherung

$$\nabla \times \underline{E} = 0 \Rightarrow \underline{k} \parallel \underline{E}, \underline{E} = -\nabla \Phi$$

benutzen, da wegen der kurzen Wellenlängen der angeregten Wellen ("Slow-Wave"!)

$$c \gg \frac{\omega}{|k|}$$

gilt.

Mit dieser Näherung ist die Dispersionsgleichung durch die Laplace-Gleichung gegeben:

$$(2 - 3) \quad \nabla \cdot \underline{D} = -\nabla \cdot \underline{k} \cdot \nabla \Phi = 0$$

Unter der Annahme einer ebenen monochromatischen Welle

$$(2 - 4) \quad \exp[i(\underline{k} \cdot \underline{r} - \omega t)]$$

nimmt sie die Form

$$(2 - 5) \quad \underline{k} \cdot \underline{\underline{\mathbb{K}}} \cdot \underline{k} \Phi = 0$$

oder

$$(2 - 6) \quad \underline{k} \cdot \underline{\underline{\mathbb{K}}} \cdot \underline{k} = 0$$

an. Führen wir kartesische Koordinaten ein und legen o.B.d.A. den Wellenvektor in die x-z-Ebene, also

$$\underline{k} = (k_{\perp}, 0, k_{\parallel}) \quad , \quad \underline{B}_0 = (0, 0, B_0)$$

ergibt sich unter der Annahme einer isotropen Verteilungsfunktion für Elektronen und Ionen die Gleichung

$$(2 - 7) \quad k_{\perp}^2 \cdot \mathbb{K}_{xx} + k_{\parallel}^2 \cdot \mathbb{K}_{zz} = 0 \quad ,$$

die nur noch zwei Diagonalelemente des Dielektrizitätstensors

$$(2 - 8) \quad \underline{\underline{\mathbb{K}}} = \begin{pmatrix} \mathbb{K}_{xx} & \mathbb{K}_{xy} & \mathbb{K}_{xz} \\ \mathbb{K}_{yx} & \mathbb{K}_{yy} & \mathbb{K}_{yz} \\ \mathbb{K}_{zx} & \mathbb{K}_{zy} & \mathbb{K}_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{enthält.}$$

Die Bedingung (2-7) stellt die Dispersionsbeziehung für elektrostatische Wellen dar. Wieviele Lösungen die Dispersionsgleichung hat, hängt von der Wahl des Dielektrizitätstensors ab. Zu jeder Lösung (oder Wurzel) gehört ein bestimmter Wellentyp, den wir kurz als Mode bezeichnen wollen.

Um die Dispersionsbeziehung für eine bestimmte Mode zu erhalten, ist es notwendig, das Plasma in der dafür geeigneten Weise zu beschreiben. Welche Beschreibung man zu wählen hat, läßt sich mit der Beziehung /2.1/:

$$k_{ge,i} \lesssim 1$$

abschätzen, wobei $\varrho_{e,i}$ der Larmor-Radius

$$(2 - 9) \quad g_{e,i} = \frac{m_{e,i} v_{Th,e,i}}{e B_0}$$

und $v_{Th,e,i}$ die thermische Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Ionen ist. Es ist dabei der Elektronen-Larmor-Radius bei Elektronen-Moden, entsprechend der Ionen-Larmor-Radius bei Ionen-Moden zu benutzen. Abhängig von $k_{\perp}$ läßt sich der Dielektrizitätstensor aus folgenden Theorien gewinnen:

Für

$$(2 - 10) \quad \begin{aligned} k_{\perp} < 1 &: \text{"kalte" Fluidtheorie,} \\ k_{\perp} \approx 1 &: \text{"warme" Fluidtheorie,} \\ k_{\perp} > 1 &: \text{kinetische Theorie} \end{aligned}$$

Im folgenden werden wir hauptsächlich die "kalte" und "warme" Fluidtheorie benutzen und deren Ergebnisse an den betreffenden Stellen durch die kinetische Theorie ergänzen. Die theoretische Behandlung wird unter der Annahme durchgeführt, daß $k_{\perp}$ aus den lokalen Plasmaparametern bestimmt werden kann, die Bedingung der geometrischen Optik

$$(2 - 11) \quad k_{\perp}^{-1} \frac{dk_{\perp}}{dr} \ll k_{\perp}$$

also noch hinreichend gut erfüllt ist.

2. 1. Der Dielektrizitätstensor in der Fluidtheorie

Der Ausgangspunkt in der Zweikomponenten-Fluidtheorie bildet folgendes Gleichungssystem, bestehend aus den Impulstransportgleichungen

$$(2 - 12) \quad n_{e,i} m_{e,i} \frac{d\mathbf{v}_{e,i}}{dt} = \mp e n_{e,i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{e,i} \times \mathbf{B}) - \nabla p_{e,i},$$

den Kontinuitätsgleichungen

$$(2 - 13) \quad e \frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + e \nabla \cdot n_{e,i} \mathbf{v}_{e,i} = 0,$$

und der Poisson-Gleichung

$$(2 - 14) \quad \nabla \cdot \underline{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad ;$$

hierbei sind:

- $n_{e,i}$: Elektronen-, Ionendichte
- $m_{e,i}$: Elektronen-, Ionenmasse
- $v_{e,i}$: Elektronen-, Ionengeschwindigkeit
- e : Elementarladung
- $\underline{E}, \underline{B}$: elektrisches, magnetisches Feld
- $\nu_{e,i}$: Stoßfrequenzen, die den Impulsverlust der Elektronen bzw. Ionen beschreiben
- $p_{e,i}$: Elektronen, Ionendruck

Die Bewegungsgleichungen gelten für ein schwach ionisiertes Plasma (Ionisationsgrad $\leq 10\%$), in dem die Stoßfrequenzen geladener - neutraler Teilchen dominant gegenüber denen geladener - geladener Teilchen sind. Ferner wird das Neutralgas als ruhend betrachtet. Die Temperatur der Elektronen bzw. Ionen wird durch den skalaren Druck berücksichtigt:

$$p_{e,i} = n_{e,i} k_B T_{e,i} \quad ,$$

und für die thermische Geschwindigkeit gilt die Beziehung:

$$(2 - 15) \quad v_{th,e,i}^2 = \frac{\alpha_{e,i} k_B T_{e,i}}{m_{e,i}}$$

(k_B : Boltzmann-Konstante, $\alpha_{e,i}$: Adiabatenkoeffizient)

In der weiteren Rechnung führen wir eine Linearisierung des Gleichungssystems (2-12) bis (2-14) durch, d. h. es werden nur Terme 1. Ordnung in den Gleichungen berücksichtigt. Außerdem nehmen wir eine ebene monochromatische Welle an, die durch den Wellenansatz

$$\exp[i(\underline{k} \cdot \underline{r} - \omega t)]$$

beschrieben werden kann.

Für die beiden Elemente des Dielektrizitätstensors

ϵ_{xx} und ϵ_{zz} erhält man dann die Ausdrücke

$$(2 - 16) \quad \epsilon_{xx} = 1 + N_e \left[-\hat{\omega}_e^2 + \hat{\omega}_e \frac{v_{Th,e}^2}{\omega} k_{||}^2 \right] + N_i \left[-\hat{\omega}_i^2 + \hat{\omega}_i \frac{v_{Th,i}^2}{\omega} k_{||}^2 \right],$$

$$(2 - 17) \quad \epsilon_{zz} = 1 + N_e \left[-\hat{\omega}_e^2 + \omega_e^2 + \hat{\omega}_e \frac{v_{Th,e}^2}{\omega} k_{\perp}^2 \right] + N_i \left[-\hat{\omega}_i^2 + \omega_i^2 + \hat{\omega}_i \frac{v_{Th,i}^2}{\omega} k_{\perp}^2 \right].$$

Hierbei werden die Abkürzungen

$$(2 - 18) \quad \hat{\omega}_{e,i} = \omega (1 + i\nu_{e,i}/\omega),$$

$$N_{e,i} = \frac{\omega_{pe,i}^2/\omega}{\hat{\omega}_{e,i}(\hat{\omega}_{e,i}^2 - \omega_{e,i}^2) - (\hat{\omega}_{e,i}^2 - \omega_{e,i}^2) \frac{v_{Th,e}^2}{\omega} k_{||}^2 - \hat{\omega}_{e,i}^2 \frac{v_{Th,e}^2}{\omega} k_{\perp}^2}$$

benutzt, und

$$(2 - 19) \quad \omega_{pe,i}^2 = \frac{e^2 n_{e,i}}{\epsilon_0 m_{e,i}}$$

ist die Plasmafrequenz der Elektronen bzw. Ionen.

Die benutzte Beschreibung des Plasmas in der Näherung der Zweikomponenten-Fluidtheorie ist nach (2-10) gültig für:

$$k_{\perp} \varrho_i \approx 1 \quad (\text{für Ionen-Moden}).$$

Für die in unserem Experiment vorliegenden typischen Werte $B_0 = 263 \text{ mT}$, $\varrho_i = 0,5 \text{ mm}$ ist die warme Fluidtheorie demnach bis zu Wellenlängen von $\lambda_{\perp} \approx 1 \text{ mm}$ gültig.

2. 2. Die Dispersionsbeziehung für LH-Wellen

In diesem Abschnitt wollen wir zunächst einige charakteristische Eigenschaften der elektrostatischen Wellen in einem kalten Plasma ($T_e = T_i = 0$) darstellen. Die kalte Fluidtheorie ist nach (2-10) für

$$k_{\perp} \rho_i < 1, \quad ,$$

somit bei den vorliegenden Parametern für Wellenlängen $\lambda_{\perp} \approx 10$ mm gültig.

In der kalten Fluidtheorie sind die Elemente $\|K_{xx}$ und $\|K_{zz}$ keine Funktionen des Wellenvektors $\underline{k}$. Man erhält deswegen aus der Dispersionsgleichung (2-7) nur eine Lösung:

$$(2 - 20) \quad k_{\perp}^2 = \frac{\|K_{\parallel}}{\|K_{\perp}} k_{\parallel}^2 \quad (\|K_{\perp} = \|K_{xx}, \|K_{\parallel} = \|K_{zz})$$

mit

$$(2 - 21) \quad \begin{aligned} \|K_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\hat{\omega}_e^2}{\hat{\omega}_e^2 - \omega_e^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\hat{\omega}_i}{\hat{\omega}_i^2 - \omega_i^2} \\ \|K_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \hat{\omega}_e} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega \hat{\omega}_i} \end{aligned} ,$$

Kombiniert man die Beziehung

$$(2 - 22) \quad v_e = \frac{\omega}{k^2} k$$

für die Phasengeschwindigkeit mit (2-20), so ergibt sich die Gleichung für den Winkel ψ zwischen der Phasengeschwindigkeit und der Magnetfeldrichtung

$$(2 - 23) \quad \tan^2 \psi = \frac{v_{e\perp}^2}{v_{e\parallel}^2} = \frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2} = - \frac{\|K_{\parallel}}{\|K_{\perp}} .$$

Die Dispersionsgleichung enthält nicht mehr den Betrag $|\underline{k}|$ des Wellenvektors; die Wellen breiten sich also unabhängig von k alle in die gleiche Richtung (ψ) aus. Für die Gruppengeschwindigkeit

$$(2 - 24) \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

bedeutet dies, daß die Änderung von ω in Richtung des Wellenvektors

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = 0$$

ist, d. h. Gruppengeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit stehen senkrecht zueinander; die Wellenenergie wird in die Richtung senkrecht zu $\underline{k}$ transportiert. Für diese Richtung, die durch den sog. "Resonanzkegel"-Winkel Θ_c festgelegt ist, gelten also die Beziehungen:

$$|\psi| + |\Theta_c| = 90^\circ$$

oder

$$(2-25) \quad \tan^2 \Theta_c = \frac{v_{g\perp}^2}{v_{g\parallel}^2} = -\frac{|k_\perp|}{|k_\parallel|} = \frac{1}{\tan^2 \psi}$$

Auf die zweite Gleichung werden wir bei der in Kapitel 4.5 beschriebenen Resonanzkegel-Methode zur Plasmadiagnostik zurückkommen.

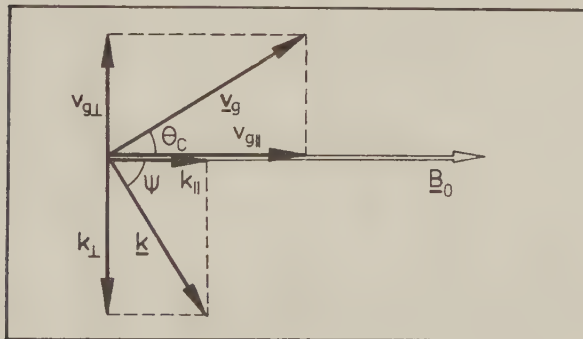


Abb.: 1

In Abb.: 1 sind die Beziehungen zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit noch einmal graphisch erläutert; man erkennt, daß die Senkrechtkomponenten der beiden Geschwindigkeiten in die entgegengesetzte Richtung weisen und bezeichnet diese Welle deswegen auch als "Rückwärtswelle".

Eine Darstellung des Dispersionsverhaltens zeigt Abb.: 2; hier ist auf der Abszisse die normierte Plasmadichte ω_{pe}^2/ω^2 , auf der Ordinate das normierte Magnetfeld ω_c/ω im logarithmischen Maßstab aufgetragen.

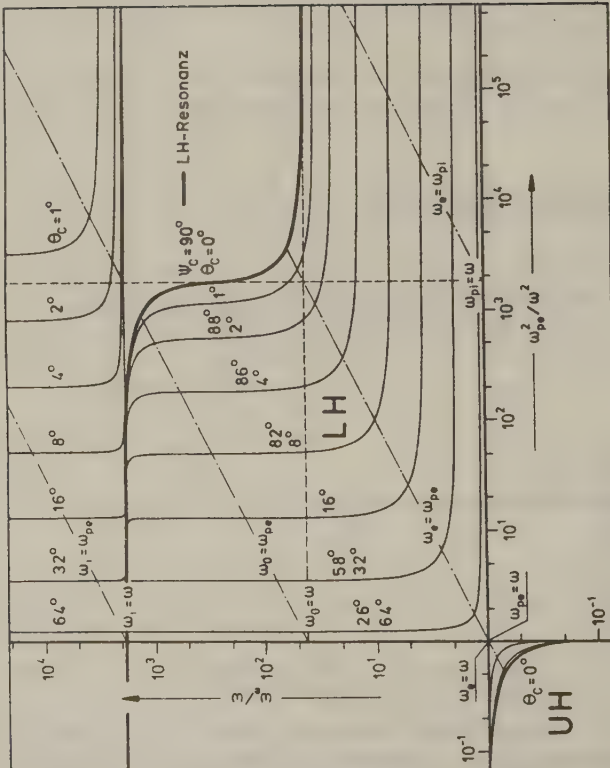


Abb.: 2
Existenzgebiet der Resonanzkegel für ein Wasserstoffplasma

Man sieht deutlich, daß es Bereiche gibt, in denen Wellenausbreitung stattfindet, und Bereiche, in denen dies nicht möglich ist.

Im folgenden wollen wir uns auf den Lower-Hybrid-Bereich, der oberhalb der Linie

$$\omega = \omega_0 = (\omega_e \omega_i)^{1/2}$$

liegt, beschränken.

Die Dispersionsbeziehung (2-20) läßt sich dann in der Näherung:

$$\omega_i^2 \ll \omega^2 \ll \omega_e^2, \omega_{pe}^2$$

und

$$\nu_{e,i}^2 \ll \omega^2$$

sehr vereinfachen. Für die beiden Tensorelemente erhält man

$$(2-26) \quad \begin{aligned} K_{\perp} &\simeq 1 + \frac{\omega_{pe}^2(1+i\nu_e/\omega)}{\omega_e^2} - \frac{\omega_{pi}^2(1+i\nu_i/\omega)}{\omega^2}, \\ K_{\parallel} &\simeq - \frac{\omega_{pe}^2(1+i\nu_e/\omega)}{\omega^2}, \end{aligned}$$

und nach einigen Umformungen der Dispersionsgleichung gewinnt man aus dem Realteil der Gleichung eine vereinfachte Dispersionsbeziehung für die Lower-Hybrid-Wellen (LH-Wellen)

$$(2-27) \quad \frac{\omega^2}{\omega_{LH}^2} = 1 + \frac{m_i}{m_e} \cdot \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2},$$

sowie aus dem Imaginärteil die relative Dämpfung durch Stöße:

$$(2-28) \quad \left(\frac{k_{\perp}^i}{k_{\perp}^r} \right)_{SD} = \gamma_e + \frac{\gamma_e \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2} + \gamma_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}}{1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}},$$

ω_{LH} ist die Lower-Hybrid-Frequenz

$$(2-29) \quad \omega_{LH}^2 = \omega_e^2 \frac{\omega_{pi}^2 + \omega_i^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_e^2}$$

und

$$(2-30) \quad \gamma_{e,i} = \nu_{e,i}/\omega$$

sind die relativen Stoßfrequenzen.

An dieser Stelle wollen wir die aus der kalten Fluidtherie erhaltene Stoßdämpfung (SD) durch die aus der kinetischen Theorie gewonnene Elektronen-Landau-Dämpfung (ELD) ergänzen. Diese stoßfreie Dämpfung ist dann von Bedeutung, wenn die Phasengeschwindigkeit der Welle in die Nähe der thermischen Geschwindigkeit der Teilchen gelangt. Da senkrecht zum Magnetfeld im stark magnetisierten Plasma ELD nicht möglich ist (die Elektronen sind an das Magnetfeld gebunden und können nicht mit der Welle propagieren), ist nur die Parallelkomponente der Phasengeschwindigkeit relevant; die Bedingung dafür, daß ELD eine Rolle spielt, lautet also

$$(2 - 31) \quad \frac{\omega}{k_{\parallel}} \approx v_{Th,e}$$

Bei der Behandlung für elektrostatische Wellen im Rahmen der kinetischen Theorie, geht man von der Vlasov-Gleichung

$$(2 - 32) \quad \frac{\partial f_e}{\partial t} + \underline{v}_e \nabla f_e - \frac{e}{m_e} (\underline{E} + \underline{v}_e \times \underline{B}) \nabla_v f_e = 0$$

und der Poisson-Gleichung

$$(2 - 33) \quad \epsilon_0 \nabla \cdot \underline{E} = e(\bar{n}_i - \bar{n}_e \int f_e d^3v)$$

aus, wobei f_e die Verteilungsfunktion der Elektronen bezeichnet. Da nur die Bewegung der Elektronen in z-Richtung relevant ist, ist die Behandlung analog zu der von Landau für Plasmawellen im unmagnetisierten Plasma. Statt der Dispersionsbeziehung (2-27) ist die ("alte") Dispersionsgleichung (2-20) gültig, in dieser Gleichung muß jetzt lediglich der Ausdruck für $k_{\parallel}$ durch den "neuen" Ausdruck

$$(2 - 34) \quad k_{\parallel} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} 2\mathcal{G}^2(1 + Z(\mathcal{G})) = 0 \quad ,$$

mit $\mathcal{G} = \frac{\omega}{k_{\parallel} a}$, $a^2 = \frac{2k_B T_e}{m_e}$ und der Dispersionsfunktion $Z(\mathcal{G})/2.21$,

ersetzt werden. Unter der Annahme einer Maxwell-Verteilung erhalten wir für schwache ELD nach einiger Rechnung das Dämpfungsverhältnis für die LH-Wellen /2.3/:

$$(2 - 35) \quad \left(\frac{k_{\perp}^i}{k_{\perp}^r} \right)_{\text{ELD}} = \sqrt{\pi} \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Tn,e}} \right)^3 e^{-\left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Tn,e}} \right)^2}$$

Bemerkenswert ist, daß diese parallele Dämpfung zu einer Dämpfung in senkrechter Richtung führt. Der Grund dafür ist das schräge Einlaufen der LH-Wellen, so daß diese zum Erreichen unterschiedlicher radialer Positionen auch unterschiedliche Wege durchlaufen müssen.

2. 3. Die Lower-Hybrid-Schicht

Aus der Dispersionsbeziehung für die LH-Wellen:

$$(2 - 27) \quad \frac{\omega^2}{\omega_{\text{LH}}^2} = 1 + \frac{m_i}{m_e} \cdot \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2}$$

erkennt man, daß eine Ausbreitung nur für

$$\omega^2 > \omega_{\text{LH}}^2$$

möglich ist. Die LH-Frequenz ist dichteabhängig, und die Welle kann nur so weit in das Plasma hineinlaufen, bis die lokale LH-Frequenz erreicht ist:

$$\omega^2 = \omega_{\text{LH}}^2(r_{\text{LH}})$$

In dieser Schicht, der sog. LH-Schicht, wird $k_{\perp}$ sehr groß:

$$\lim_{r \rightarrow r_{\text{LH}}} (k_{\perp}) = \infty ,$$

es tritt Resonanz auf. Im Bereich der Resonanz ist jedoch die Bedingung

$$k_{\perp} g_i < 1 ,$$

unter der wir die Dispersionsbeziehung herleiteten, nicht mehr gültig.

Um Aussagen im Bereich der LH-Schicht zu erhalten, müssen wir deswegen die Temperatur der Teilchen in radialer Richtung berücksichtigen und das Plasma in der warmen Fluidnäherung behandeln.

2. 4. Die warme Ionen-Plasma-Mode

Die Dispersionsgleichung für die warme Ionen-Plasma-Mode (IP -Mode) kann leicht hergeleitet werden, wenn wir -zusätzlich zu den für den LH-Bereich gültigen Näherungen - $k_{\perp}^2 \gg k_{\parallel}^2$ verlangen, was in einem weiten Parameterbereich erfüllt ist. Die Elektronentemperatur spielt keine große Rolle; sie modifiziert lediglich das Element $|K_{\parallel}|$ geringfügig. Die Ionentemperatur geht - insbesondere in der Nähe der LH-Schicht - stark in das Element $|K_{\perp}|$ ein:

$$(2 - 36) \quad |K_{\perp}| \simeq 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{k_{\perp} v_{Th,i}}{\omega} \right)^2 \right) = |K_{\perp}|^0 - \alpha N_{\perp}^2$$

mit

$$\alpha = \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega} \cdot \frac{v_{Th,i}}{c} \right)^2$$

Aus Bequemlichkeitsgründen haben wir hier den "senkrechten" Brechungsindex $N_{\perp} = k_{\perp} c / \omega$ eingeführt.

Die Dispersionsgleichung läßt sich nun als biquadratische Gleichung in $N_{\perp}$ schreiben:

$$(2 - 37) \quad -\alpha N_{\perp}^4 + |K_{\perp}|^0 N_{\perp}^2 + |K_{\parallel}| N_{\parallel}^2 = 0 \quad (N_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega)$$

mit den beiden Lösungen

$$(2 - 38) \quad N_{\perp 1,2}^2 = \frac{|K_{\perp}|^0}{2\alpha} \pm \left[\left(\frac{|K_{\perp}|^0}{2\alpha} \right)^2 + \frac{|K_{\parallel}| N_{\parallel}^2}{\alpha} \right]^{1/2}$$

In hinreichendem Abstand von der LH-Schicht gilt

$$(2 - 39) \quad \left(\frac{\|K_{\perp}^0}{2\alpha} \right)^2 > \frac{\|K_{\parallel} \| N_{\parallel}^2}{\alpha},$$

so daß näherungsweise

$$(2 - 40) \quad N_{\perp 1,2}^2 = \frac{\|K_{\perp}^0}{2\alpha} \pm \frac{\|K_{\perp}^0}{2\alpha} \left[1 + \frac{\|K_{\parallel} \| N_{\parallel}^2}{2\alpha} \left(\frac{2\alpha}{\|K_{\perp}^0} \right) \right]^{1/2}$$

oder

$$(2 - 41) \quad N_{\perp 1}^2 = \frac{\|K_{\perp}^0}{\alpha}$$

$$(2 - 42) \quad N_{\perp 2}^2 = - \frac{\|K_{\parallel} \|}{\|K_{\perp}^0} N_{\parallel}^2$$

gilt. Die zweite Lösung ist die bekannte Dispersionsgleichung der LH-Wellen; die erste Lösung stellt die gesuchte Dispersionsbeziehung der IP-Mode dar, die sich nach leichter Umformung in der Form

$$(2 - 43) \quad \omega^2 = \omega_{LH}^2 + k_{\perp}^2 v_{Th,i}^2$$

mit

$$v_{Th,i}^2 = \frac{3 k_B T_i}{m_i}$$

schreiben läßt.

In der Nähe der LH-Schicht gelten die beiden Dispersionsgleichungen nicht mehr; die beiden Lösungen laufen am sog. linearen Umkehrpunkt ("linear turning point", LTP) zusammen. Die Lage des LTP ist durch das Verschwinden der Diskriminante von Gl. (2-38) bestimmt; die Bedingung hierfür lautet:

$$(2 - 44) \quad \|K_{\perp}^0 = 2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{v_{Th,i}}{c}$$

Man erkennt leicht, daß sich der LTP mit wachsender Ionentemperatur aus der LH-Schicht heraus zum Plasmarand hin schiebt. Wegen ihrer kurzen Wellenlänge wird die IP-Mode auf kurzen Distanzen weggedämpft. Neben der normalen Stoßdämpfung kann sie auch Ionen-Landau-Dämpfung erfahren. Diese tritt dann auch senkrecht zum Magnetfeld auf, wenn die Bedingungen

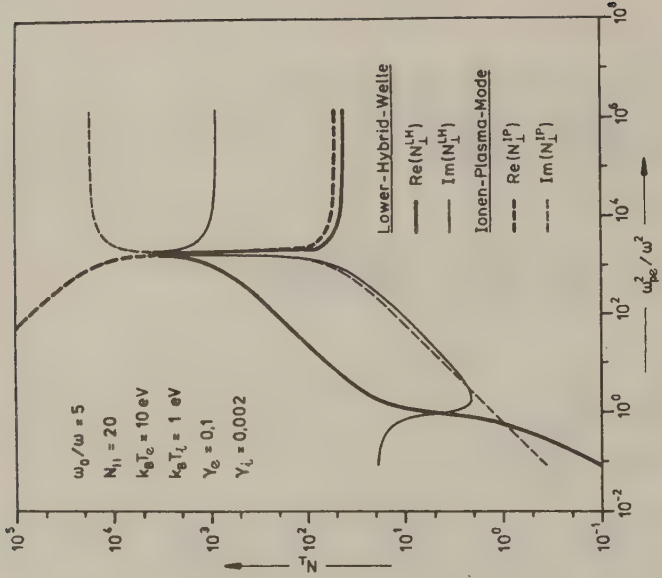


Abb.: 4

Dispersionsverhalten der Lower-Hybrid-Welle
und der Ionen-Plasma-Mode

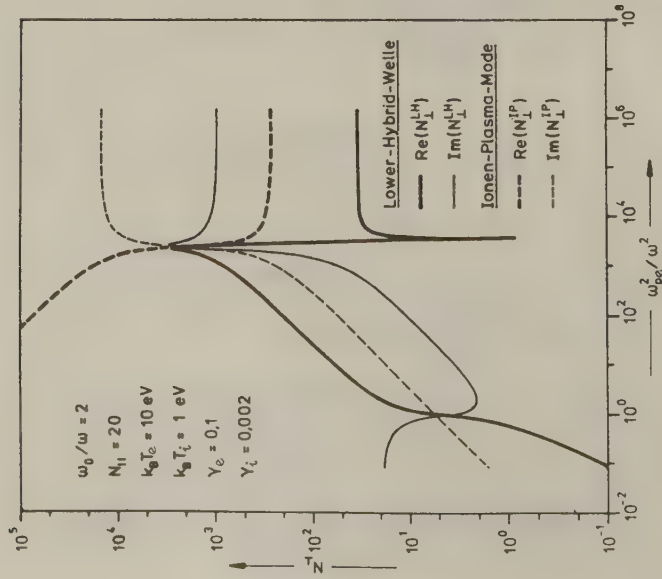


Abb.: 3

und

$$\frac{\omega}{k_{\perp}} \approx v_{Th,i}$$

$$\omega_i^2 \ll \omega^2$$

erfüllt sind. Auf der Zeitskala der Welle gyrieren die Teilchen nicht, sondern bewegen sich frei mit thermischer Geschwindigkeit.

Auf eine ausführliche Darstellung der Dämpfung der IP-Mode wird verzichtet, da diese in den experimentellen Untersuchungen nicht zugänglich war.

Die Abb.: 3 und 4 zeigen das numerisch berechnete Dispersionsverhalten der LH-Welle und der IP-Mode bei den im Experiment vorliegenden Parametern.

2. 5. Die Ionen-Bernstein-Moden

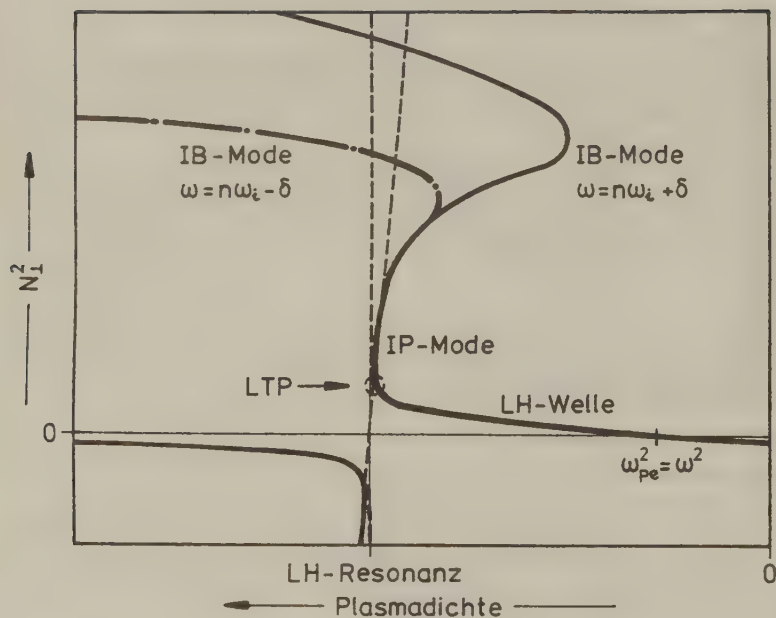
Außer der IP-Mode können durch Moden-Konversion auch Ionen-Bernstein-Moden entstehen /2.4/. Die Dispersionsrelation für diese Moden wird aus der kinetischen Theorie hergeleitet. Nach Stix /2.1/ erhält man unter Annahme einer isotropen Maxwell-Verteilung für die Ionen unter Vernachlässigung der Landau- und Zyklotrondämpfung folgende Dispersionsgleichung für elektrostatische Ionenwellen:

$$k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega_{pi}^2}{v_{Th,i}^2} \exp(-k_{\perp}^2 g_i^2) I_n(k_{\perp}^2 g_i^2) \left(\frac{2n\omega_i^2}{n\omega_i^2 - \omega^2} \right) \\ (2 - 45) \\ + \frac{\omega_{pi}^2}{v_{Th,i}^2} \exp(-k_{\perp}^2 g_i^2) I_0(k_{\perp}^2 g_i^2) \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_{Th,i}^2} = 0$$

mit den modifizierten Besselfunktionen I_n und dem Ionenzyklotronradius $g_i = v_{Th,i}/\omega_i$.

Die Dispersionsrelation (2-45) stellt eine transzendente Gleichung dar; zur Lösung muß deswegen auf numerische Verfahren zurückgegriffen werden.

Abb.: 5 gibt einen qualitativen Überblick über das Dispersionsverhalten der LH-Welle, der IP-Mode und zweier Ionen-Bernstein-Moden /2.5/.



$n = 2, 3, \dots$

Abb.: 5

Qualitatives Dispersionsverhalten der "kalten" Lower-Hybrid-Welle, der "warmen" Ionen-Plasma-Mode und von zwei "heißen" Ionen-Bernstein-Moden (aus /2.5/)

An den Punkten gleichen Brechungsindex kann durch Modenkonzersion eine Mode eine andere anregen.

Die Achse $N_{\perp}^2 = 0$ gibt an, in welchem Bereich die Moden propagieren können. Für die LH-Welle ist $N_{\perp}^2$ vom Plasmarand bis zur Cut-Off-Stelle ($\omega_{pe}^2 \leq \omega^2$) und jenseits der LH-Schicht kleiner Null. Allerdings ist die Cut-Off-Schicht am Plasmarand sehr dünn und wird von der LH-Welle fast ungehindert durchtunnelt. Damit die Wellen zwischen Cut-Off-Stelle und LH-Schicht propagieren können, muß außerdem die sog. Akzessibilitätsbedingung von Stix und Golant [2.6/

$$(2 - 46) \quad N_{\parallel}^2 > 1 + \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 - \omega_{LH}^2)}{\omega_e^2}$$

erfüllt sein, was in unserem Experiment mit $N_{\parallel}^2 \geq 225$ und Werten unter 2 für die rechte Seite der Ungleichung gegeben ist.

2. 6. Zusammenfassung der Theorie

Das theoretische Modell der Modenkonzersion von LH-Wellen, wie es in diesem Kapitel vorgestellt wurde, basiert im wesentlichen auf der Fluidtheorie für das schwach inhomogene Magnetoplasma. Nur, wenn

$$\frac{\omega}{k_{\parallel}} \approx v_{Th,e}$$

(Elektronen-Landau-Dämpfung) und/oder

$$\frac{\omega}{k_{\perp}} \approx v_{Th,i}$$

(Dispersion der Ionen-Bernstein-Moden) ist, muß die kinetische Theorie herangezogen werden.

Das Modell der Modenkonzersion wird kurz so beschrieben:

Eine LH-Welle wird von außen durch eine Antenne mit definiertem $k_{\parallel}$ im Plasma angeregt. Diese läuft schräg in das Plasmainnere, bis sie am linearen Umkehrpunkt unmittelbar vor der LH-Schicht mit einer Ionen-Plasma-Mode koppelt. Diese Ionen-

Plasma-Mode wird wegen ihrer kleinen Wellenlänge über kurze Distanzen weggedämpft. Neben der Ionen-Plasma-Mode können auch kurzwellige Ionen-Bernstein-Moden von der LH-Welle - eventuell über die Ionen-Plasma-Mode - durch Modenkonzersion angeregt werden. In Hinblick auf die LH-Heizung von Plasmen ist der Wirkungsgrad der Konversion von großem Interesse. Um darüber eine Aussage zu machen, muß das in der Nähe der LH-Schicht stark inhomogene Problem mit einer komplizierten funktionstheoretischen Methode (Laplace-Transformation der Wellengleichung, Anwendung der Sattelpunktmethode, "Matching" der asymptotischen Lösungen für die beteiligten Wellen) behandelt werden /2.4, 2.5, 2.7/. Da zum jetzigen Zeitpunkt noch keine Ergebnisse für den Energietransfer von der LH-Welle zur IP-Mode vorliegen, haben wir uns auf die Darstellung der Dispersion der an der Modenkonzersion beteiligten Moden beschränkt.

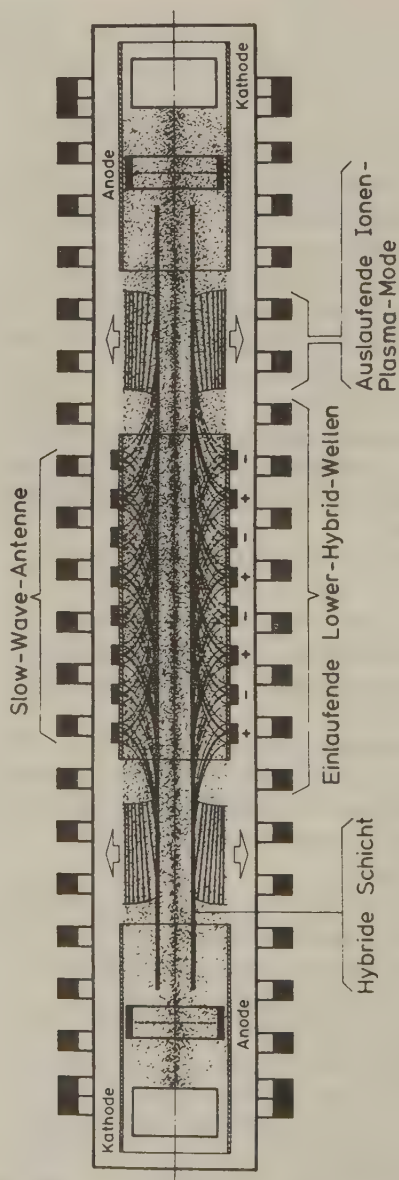
3. Das Experiment

Verschiedene Überlegungen führten zum Entwurf dieses Experimentes: einmal sollten Lower-Hybrid-Wellen durch eine Slow-Wave-Antenne, deren Länge ein Mehrfaches ihrer durch den Ringabstand vorgegeben Wellenlänge beträgt, wodurch das $k_{\parallel}$ gut definiert ist, angeregt werden, zum anderen sollte die Plasmadichte groß genug sein, um das Verhalten der LH-Wellen im Bereich der hybriden Schicht und somit die Modenkonversion untersuchen zu können.

Um diese Grundüberlegungen zu realisieren, waren verschiedene Randbedingungen physikalischer und technischer Art zu beachten:

- Die maximal erreichbare Elektronendichte in Laborplasmen bei stationärem Betrieb und niedrigem Neutralgasdruck beträgt etwa $n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$.
- Aus Abb.: 2 erkennt man, daß der Wert des Parameters $\omega_o^2 = \omega_e \omega_i < \omega^2$ zu wählen ist.
- Um einen guten Vergleich von Experiment und Theorie zu gestatten, sollten die LH-Wellen in einem Frequenzbereich, der etwa eine Größenordnung beträgt, angeregt werden.
- Zur Untersuchung verschiedener Dämpfungsmechanismen der LH-Wellen (ELD), sollte der von der SW-Antenne vorgegebene Brechungsindex bei der größten Frequenz $N_{\parallel} \approx 20$ sein.
- Das Elektronendichteprofil muß geeignet sein, d. h. es sollte $dn_e/dr \approx \text{const.}$ sein.
- Technische Randbedingungen, wie die Abmessungen der Magnetfeldspulen, die Leistung der Magnetstromanlage, die Forderung nach guter Diagnostik durch Sonden und einer guten Handhabung der Apparatur waren zu erfüllen.

Den Forderungen entsprechend, entschieden wir uns für eine Gleichspannungsreflexentladung (Abb.:6) mit Gitteranoden in kleinem, aber einstellbarem Abstand von den Kathoden. Durch die Wahl der Gitteranoden konnte die sonst bei Reflexentladungen mit Ringanoden auftretenden Rotationsinstabilitäten des Plasmas vermieden und die sonst erforderliche Anoden-Kathoden-Spannung im kV-Bereich auf $U \approx 30 \text{ V}$ gesenkt werden.



Vakuumgefäß : $L = 2220 \text{ mm}$, $D = 250 \text{ mm}$

Magnetfeld : $B_0 \approx 300 \text{ mT}$

Plasma : $L = 2000 \text{ mm}$ ($L_N = 1600 \text{ mm}$), $D = 140 \text{ mm}$, $\bar{n}_e = 10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $k_B T_e \approx 10 \text{ eV}$, $k_B T_i \approx 1 \text{ eV}$

Slow-Wave-Antenne : $L = 500 \text{ mm}$, $f = 10 - 80 \text{ MHz} \approx \omega_0 / \omega = 2 - 18$
 $\lambda_{\text{H}} = 125 \text{ mm}$ (Schaltung : $\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond$), $N_{\text{H}} = 30 - 240$
 $\lambda_{\text{H}} = 250 \text{ mm}$ (Schaltung : $\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond\diamond$), $N_{\text{H}} = 15 - 120$

Abb.: 6 Konzept des Lower-Hybrid-Wellen-Modenkonzentrations-Experimentes

Durch Variation des Anoden-Kathoden-Abstandes läßt sich das Dichteprofil und der Dichtefluktuationsgrad beeinflussen, so daß abhängig vom Neutralgasdruck und Magnetfeld diese optimiert werden können.

Im folgenden werden nun die wichtigsten Systeme des Experiments beschrieben.

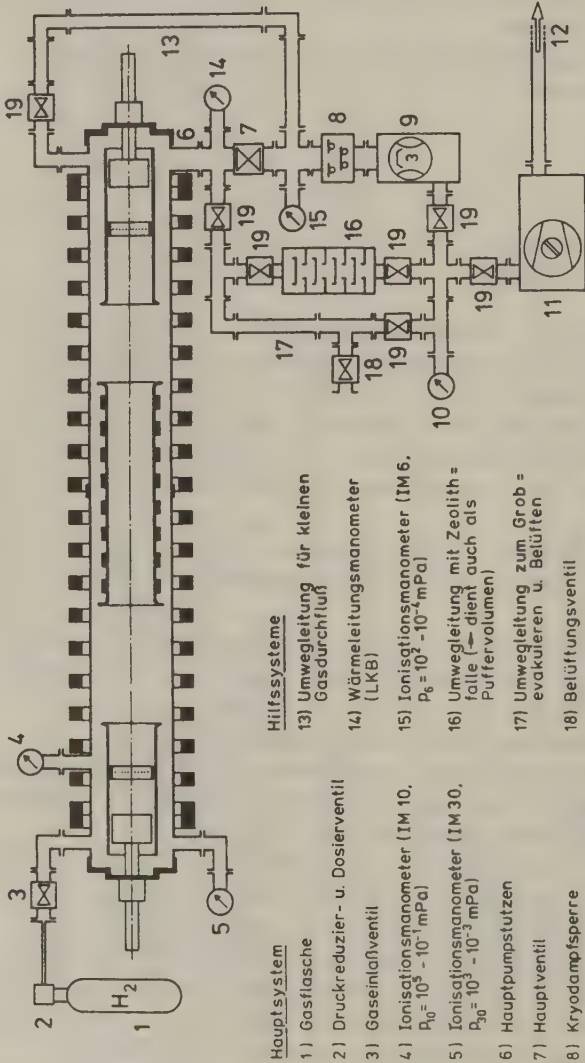
3. 1. Vakuumsystem

Die Auslegung des Vakuumsystems (Abb.:7) geschah in konventioneller Weise. Erzeugt wird das Vakuum von einer einstufigen Drehschiebervorpumpe und einer dreistufigen Öldiffusionspumpe über der eine Kryoolddampfsperre angeordnet ist. Um eventuelle Druckschwankungen abzuschwächen, kann als Puffervolumen dem Gefäßvolumen eine Zeolithfalle zu geschaltet werden.

Bei kalten Kathoden wird ein Endvakuum von $p = 0,06 - 0,1 \text{ mPa}$ erreicht, während dieses bei geheizten Kathoden bei $p \approx 1 \text{ mPa}$ liegt.

Experimentell zeigte sich, daß die Entladung mit strömendem Wasserstoff am günstigsten bei Drucken von $p = 10 - 40 \text{ mPa}$ betrieben wird und somit in diesem Druckbereich ein ausreichend reines Wasserstoffplasma erzeugt wird.

Der Neutralgasdruck wird am Gefäßende mit Ionisationsmanometern gemessen. Um auch gerätebedingte Fehler auszuschließen, werden die Druckmessungen mit zwei verschiedenen Ionisationsmanometern IM 10 und IM 30 vorgenommen. Ferner sind die Meßröhren der beiden Manometer unterschiedlich zum Magnetfeld orientiert, da erfahrungsgemäß die Druckmessung durch ein starkes Magnetfeld beeinflusst wird. Zusätzlich ist ein Ionisationsmanometer IM 6 direkt über der Diffusionspumpe angebracht, womit bei geschlossenem Hauptventil das Endvakuum der Diffusionspumpe gemessen wird; dadurch ist es möglich, zwischen Undichtigkeiten am Gefäß und einem schadhaftem Pumpsystem zu unterscheiden.



Hauptsystem

- 1) Gasflasche
- 2) Druckreduzier- u. Dosierventil
- 3) Gaseinlaßventil
- 4) Ionisationsmanometer (IM 10, $P_{10} = 10^3 - 10^{-1} \text{ mPa}$)
- 5) Ionisationsmanometer (IM 30, $P_{30} = 10^3 - 10^{-3} \text{ mPa}$)
- 6) Hauptpumpstützen
- 7) Hauptventil
- 8) Kryodampfsperre
- 9) Dreistufige Öl-Diffusionspumpe
- 10) Wärmeleitungsmanometer (LKB)
- 11) Drehschiebervorpumpe
- 12) Abgasleitung

Hilfssysteme

- 13) Umwegleitung für kleinen Gasdurchfluß
- 14) Wärmeleitungsmanometer (LKB)
- 15) Ionisationsmanometer (IM 6, $P_6 = 10^2 - 10^{-4} \text{ mPa}$)
- 16) Umwegleitung mit Zeolith-fälle ($\rightleftharpoons$ dient auch als Puffervolumen)
- 17) Umwegleitung zum Grob = evakuieren u. Belüften
- 18) Belüftungsventil
- 19) Ventil

Abb.: 7 Vakuumsystem

Neben den Hauptkomponenten des Vakuumsystems sind weitere Komponenten vorhanden, die zur bequemerer Handhabung der Apparatur dienen.

3. 2. Erzeugung des Magnetoplasmas

Zur Erzeugung des Magnetoplasmas in dieser Reflexentladung sind drei Systeme erforderlich: Magnetfeld, Kathode und Anode (Abb.: 8).

3. 2. 1. Magnetfeld

Die Erzeugung eines hohen statischen Magnetfeldes $B_0 \approx 300$ mT in einem großen Volumen ($L \approx 200$ mm, $D \approx 300$ mm) erfordert die hohe elektrische Leistung von $P \approx 300$ kW. Das hohe Magnetfeld wird durch eine dichte Anordnung der 22 in Reihe geschalteten, wassergekühlten Kupferspulen erreicht. Durch die äquidistante Anordnung der Spulen ist das Magnetfeld im Plasmabereich sehr homogen (besser als 0,2 %) (Abb.: 9).

3. 2. 2. Kathoden

Die Kathoden sind als indirekt geheizte Glühkathoden ausgelegt, da bei direkt geheizten Kathoden und hohem Magnetfeld die Wendel im Plasma abgebildet wird. Die Konstruktion der geeigneten Kathoden erwies sich als sehr schwierig und langwierig. Diese mußte die folgenden Bedingungen erfüllen:

- hohe Lebensdauer (größer 1000 h),
- kleine Heizleistung um vorbeiführende Sonden nicht thermisch zu zerstören,

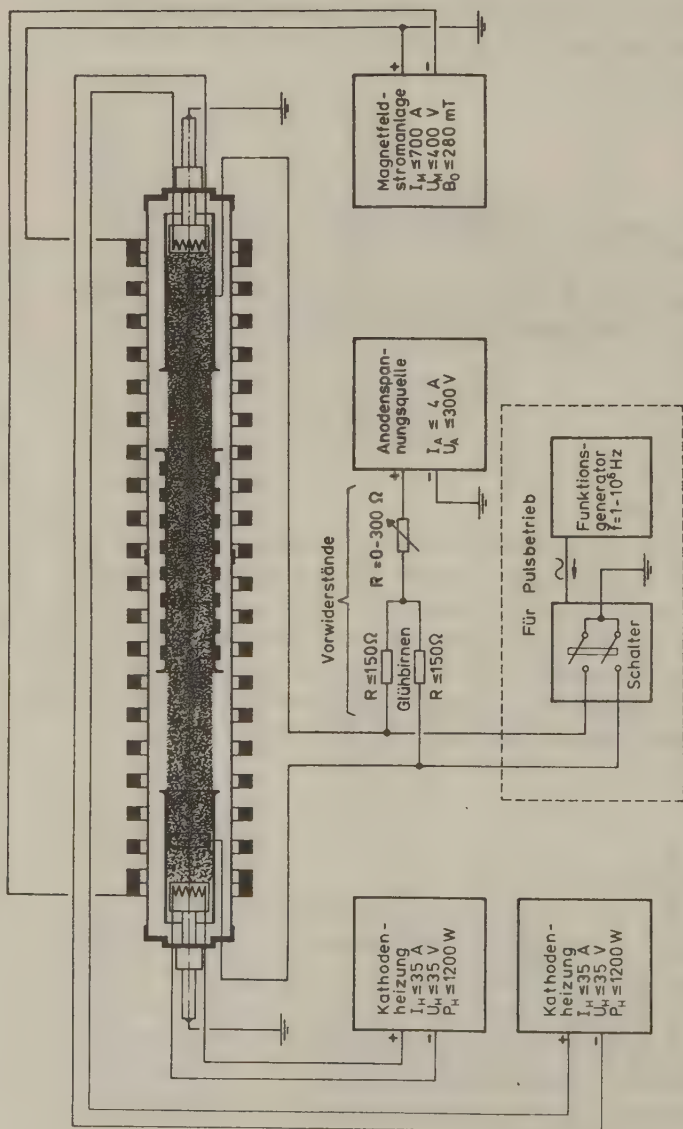


Abb.: 8 Erzeugung des Magnetoplasmas

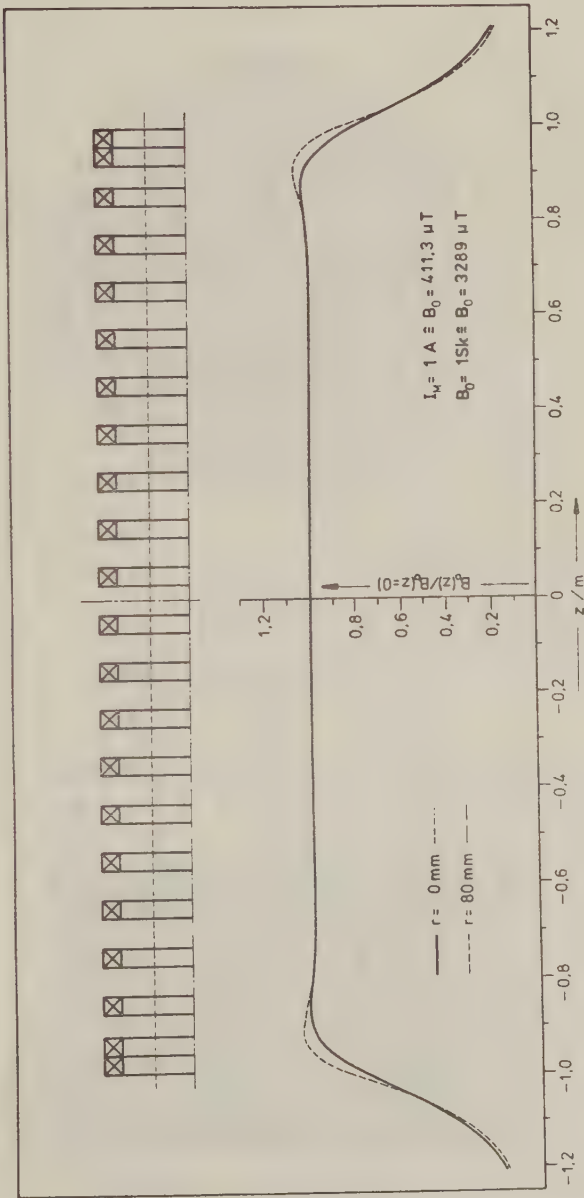


Abb.: 9
Statisches Magnetfeld

- die Elektronen so zu emittieren, daß ein geeignetes Dichteprofil entsteht.

Nach langen Tests zahlreicher Kathoden erwies sich die in Abb.: 10 gezeigte Konstruktion als hinreichend gut.

Die durch Aufsprühen mit BaO-SrO beschichtete Emissionsplatte mit nach außen zunehmender Dicke, gewährleistet eine verstärkte Elektronenemission in der Plattenmitte. Hierdurch erhält man ein brauchbares Dichteprofil. Die Emissionsplatte wird durch Wärmestrahlung von der Heizspirale erhitzt. Diese ist so konstruiert, daß die abstrahlende Fläche möglichst groß ist und daß die Lorentz-Kraft (die Kathode steht in einem starken Magnetfeld) die Spirale aufweitet, wodurch Kontakte zwischen einzelnen Segmenten der Spirale vermieden werden.

Durch eine gute radiale und rückwärtige thermische Isolierung konnte die elektrische Leistungsaufnahme auf $P = 700 - 900 \text{ W}$ (je nach Zustand der Emissionsschicht) begrenzt werden. Ohne thermische Isolierung würde eine Leistung von $P \approx 1200 \text{ W}$ gebraucht. Die thermische Isolierung vermeidet also eine zu starke Aufheizung der Kathodenumgebung und trägt außerdem zur Erhöhung der Lebensdauer bei.

3. 2. 3. Anodensystem

Wie bereits erwähnt, benutzen wir als Anode ein Gitter. Dieses ist aus Stabilitätsgründen in einen Edelstahling eingesetzt und hat eine Maschenweite von 1,5 mm bei einer Drahtstärke von 0,3 mm. Derzeit ist das Anodensystem für einen Gesamtentladungsstrom von maximal $I_A = 4 \text{ A}$ ausgelegt, wobei die Entladungsspannung zwischen Anode und Kathode $U \approx 30 \text{ V}$ beträgt. Da die Entladung eine fallende Strom-Spannungscharakteristik aufweist, sind zu deren Stabilisierung Vorwiderstände erforderlich. Der Spannungsabfall über diese ist etwa zehnmal so groß wie die Entladungsspannung. Ein regelbarer Vorwiderstand dient zur Einstellung des Entladungsstroms und, da die Elektronendichte proportional zu diesem ist, auch der Dichte.

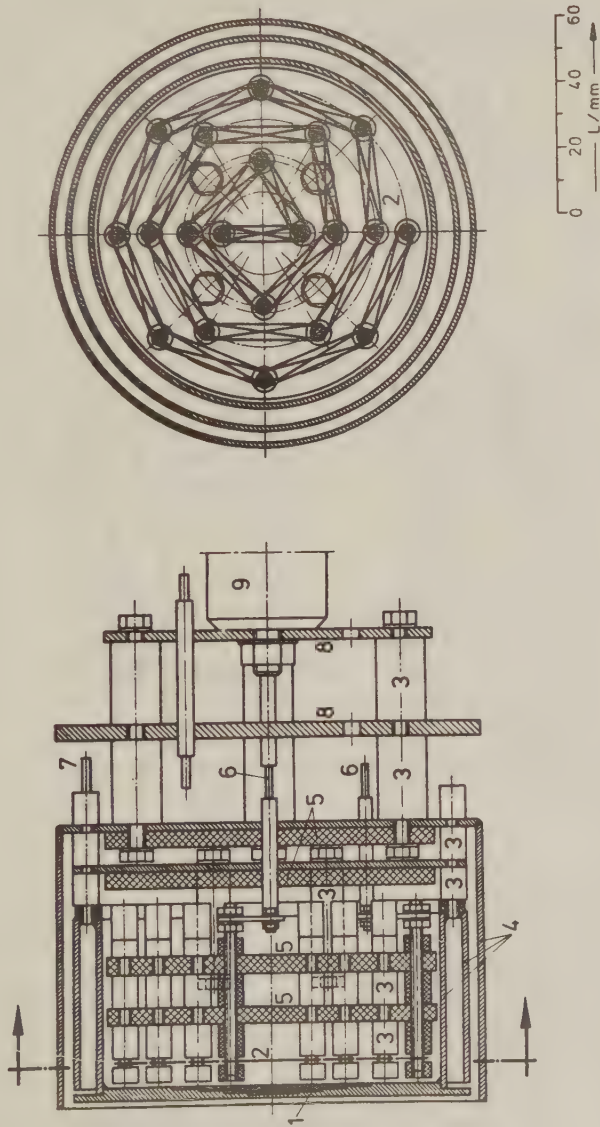


Abb.: 10

Indirekt geheizte Glühkathode

- 1) Emissionsplatte mit BaO-SrO-Schicht
- 2) W-Heizdraht (Durchmesser = 0,4mm)
- 3) Keramikstütze mit Gewinde

- 4) Hitzeschutzmantel
- 5) Keramikplatte
- 6) Heizstromanschluß

- 7) Masseanschluß
- 8) Edelstahlscheibe
- 9) Wassergekühltes Halterrohr

Zur Unterdrückung sehr niederfrequenter Dichtefluktuationen (50 Hz) dienen Glühbirnen, die vor jeder Anode geschaltet sind und zusätzlich dafür sorgen, daß beide Entladungsströme gleich sind. Im Pulsbetrieb kann die Entladungsspannung durch einen elektronischen Schalter mit einem Tastverhältnis von 1 : 1 bis 9 : 1 im Frequenzbereich von $f = 1 - 10^6$ Hz abgeschaltet werden.

3. 2. 4. Besondere konstruktive Maßnahmen

Bei der Größe dieser für unsere Untersuchungen erforderlichen Apparatur waren von Konstruktionsbeginn an Mechaniken für den Einbau der verschiedenen Systeme mit einzuplanen. Um die große SW-Antenne einbauen und verschalten zu können, wurde die Apparatur in der Mitte trennbar und auseinanderfahrbar konstruiert.

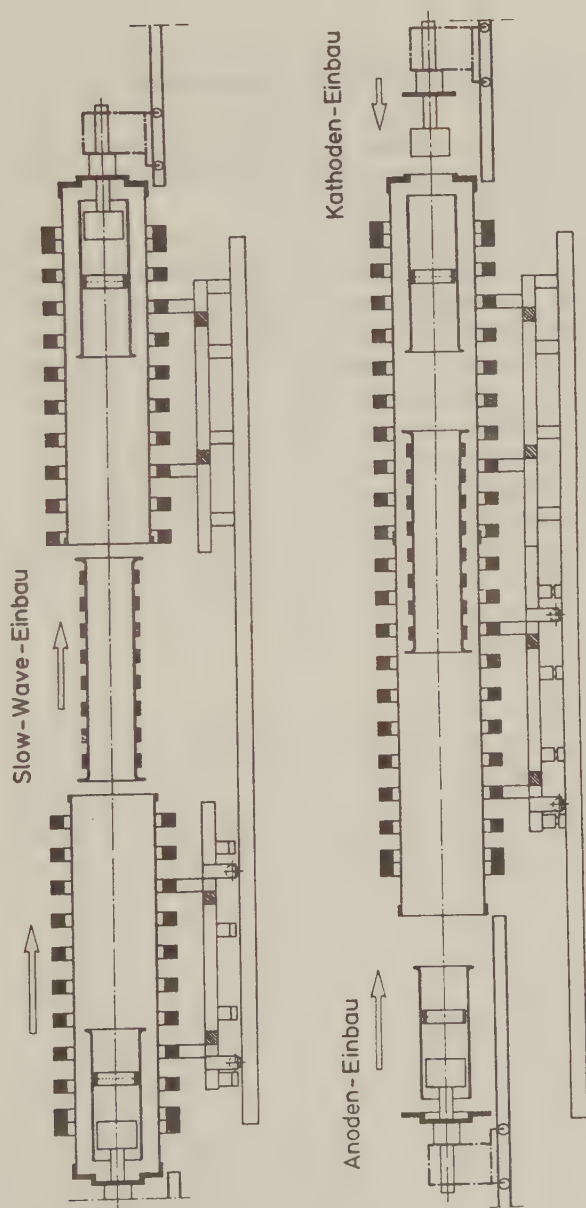
Die Endflansche sind unterteilt in einen großen und einen kleinen. Lösen des großen Flansches erlaubt das gemeinsame Herausfahren von Anode und Kathode, und beim Lösen des kleinen kann die Kathode alleine schnell ausgebaut werden. Da die Kathoden nach jeder Belüftung der Apparatur neu beschichtet werden müssen, war diese Maßnahme für eine gute Handhabung der Apparatur unbedingt erforderlich.

3. 3. Überblick über die Apparatur

Die Abb.: 11 bis 16 vermitteln dem Leser einen Einblick in die Komplexität des Experiments. Da die Abbildungen für sich sprechen, erläutere ich nur die Komponenten, deren Zweck nicht aus den Abbildungen erkennbar ist.

Abb.: 11 (Pos.6) und 12 (Pos. 12)

Die Stix-Spule wurde vorgesehen, um bei eventuell zu kleiner Iontemperatur die Ionen bei der Ionenzyklotronfrequenz zusätzlich aufzuheizen.



Da jedoch eine Ionentemperatur von $k_B T_i \approx 1$ eV zum Nachweis der Modenkonversion ausreicht, wurde sie nicht benutzt.

Abb.: 13 (Pos. 22)

Das Masseblech schließt HF-Felder zwischen Glasrohr und Gefäßwand zur Masse hin kurz, wodurch die HF-Leistung nur über die SW-Antenne in das Plasma gelangt.

Abb.: 13 (Pos. 26)

Da die Mikrowelle leicht divergent vom Sendeorn abgestrahlt wird, gelangt nur ein Teil der abgestrahlten Leistung in das Empfangshorn, der andere geht an ihm vorbei und erreicht nach Reflexion an den Metallgefäßwänden als Störsignal doch das Empfangshorn. Die Überlagerung der direkten und reflektierten Mikrowelle führt zu einer Verfälschung des Meßsignals. Um dies zu vermeiden, sind die beiden Hörner mit einem Mikrowellenstreugitter umgeben, wodurch Störstrahlung aus dem Mikrowellenstrahlengang herausgestreut wird. Die Mikrowellenstreugitter bestehen aus einem gefalteten Drahtgeflecht und sind im Gegensatz zu den sonst verwendeten Absorptionsfolien sehr hitzebeständig. Sie reduzieren die Störstrahlung um mehr als 95 %.

Abb.: 15 (Pos. 39)

Zur optimalen Einstellung des Plasmas ist es notwendig, den Anoden-Kathoden-Abstand von außen zu verstellen. Dazu dient die Anodenverstellung, die mechanisch mit der Glasrohrhalterung (nicht eingezeichnet) verbunden ist und von einem außerhalb des Gefäßes sich befindlichen Trieb betätigt wird. Durch die Anodenverstellung ist die Spannungszuführung für die Anoden geführt.

Abb.: 16 (Pos. 44 u. 45)

Ionenakustische Wellen, die in diesem Experiment zur Diagnostik benutzt werden, können durch verschiedene Antennen angeregt und empfangen werden. In dieser Abbildung sind zwei Doppelgitter-Sendesonden gezeigt, die sich in der Maschenweite ihrer Gitter unterscheiden. Statt eines Doppelgitters wird auch ein Einzelgitter benutzt, das dann an Stelle eines Doppelgitters eingebaut ist. Als Empfangssonde dient eine axial verstellbare Sonde. In dieser Abbildung ist eine Langmuir-Sonde eingezeichnet, die so gezeichnet ist, wie sie bei der Messung ionenakustischer Wellen positioniert wird.

Neben der Langmuir-Sonde wird als Empfangssonde auch ein Einzelgitter und eine HF-Doppelsonde mit Transformator (ähnlich der in Abb.: 58 gezeigten) benutzt. Diese beiden ebenfalls axial verstellbaren Sonden, sind in den Abb. 15 u. 16 nicht eingezeichnet, da sie vor der Schnittebene liegen.

Bemerkung:

Neben der Wasserkühlung des Gefäßes im Kathodenbereich wird das Gefäß noch durch intensive Druckluft gekühlt, da sonst die in der SW-Antenne eingebauten Kunststoffteile sich stark erwärmen würden. Ferner werden alle axialen Sonden aktiv mit Wasser bzw. Druckluft gekühlt.

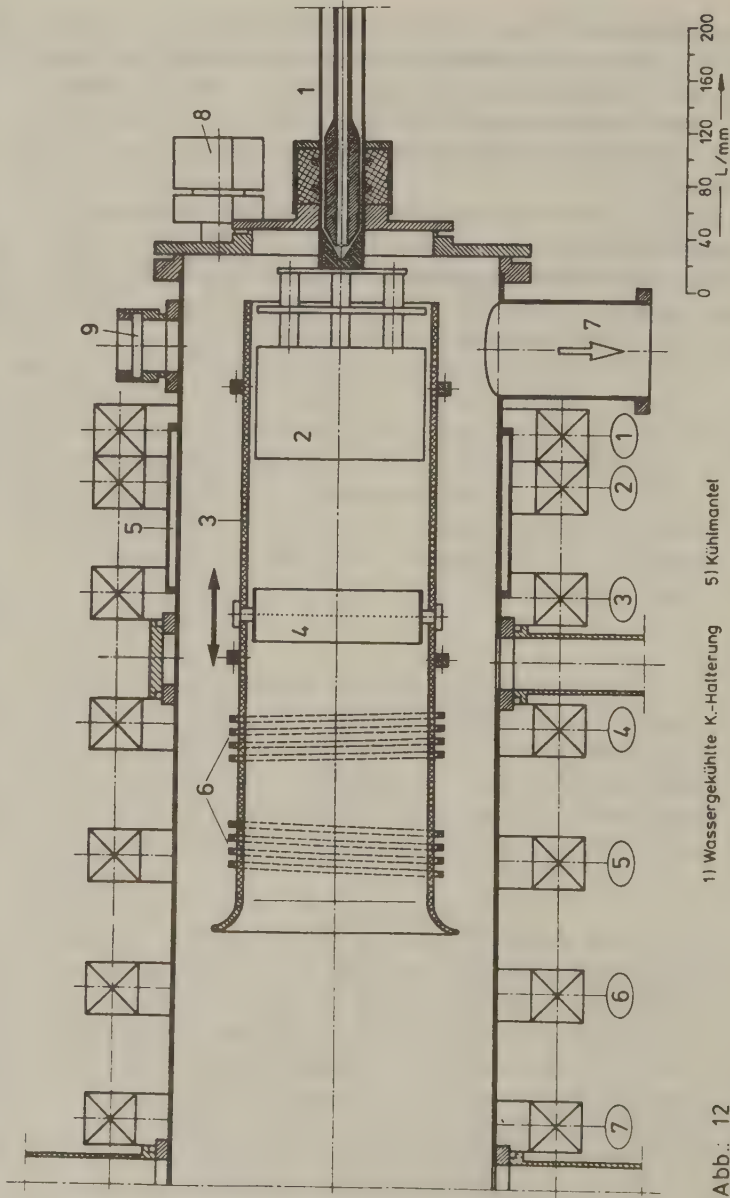
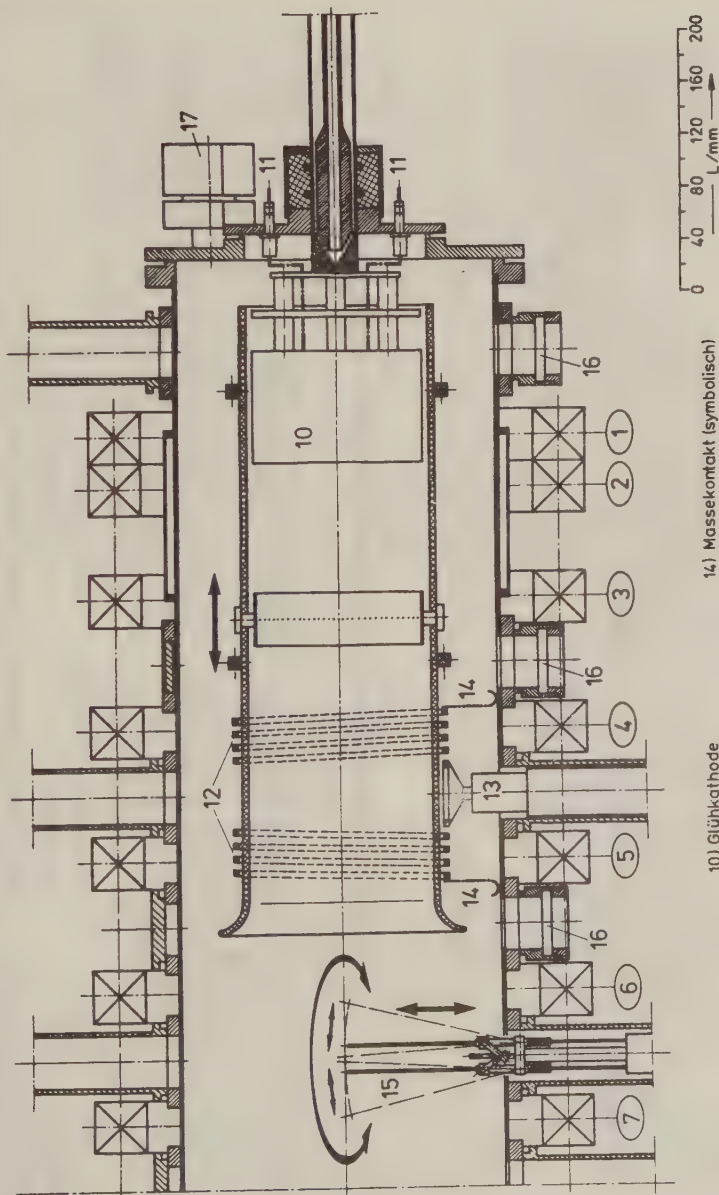


Abb.: 12

Apparatur

Teil I, vertikaler Schnitt

- | | |
|--------------------------------|---------------------------------|
| 1) Wassergekühlte K.-Halterung | 5) Kühlmantel |
| 2) Glühkathode | 6) Stix-Spule |
| 3) Verschiebbares Glasrohr | 7) Pumpstutzen |
| 4) Ringanode mit Gitter | 8) Fenster f. radialen Einblick |
| | 9) Fenster f. axialen Einblick |



- 14) Massekontakt (symbolisch)
- 15) Spreizbare HF-Doppelsonde
- 16) Fenster für radialen Einblick
- 17) Fenster für axialen Einblick

- 10) Glühkathode
- 11) Heizstromanschluss
- 12) Stix-Spule
- 13) HF-Zuführung

Abb. 13
Apparatur
Teil I. horizontaler Schnitt

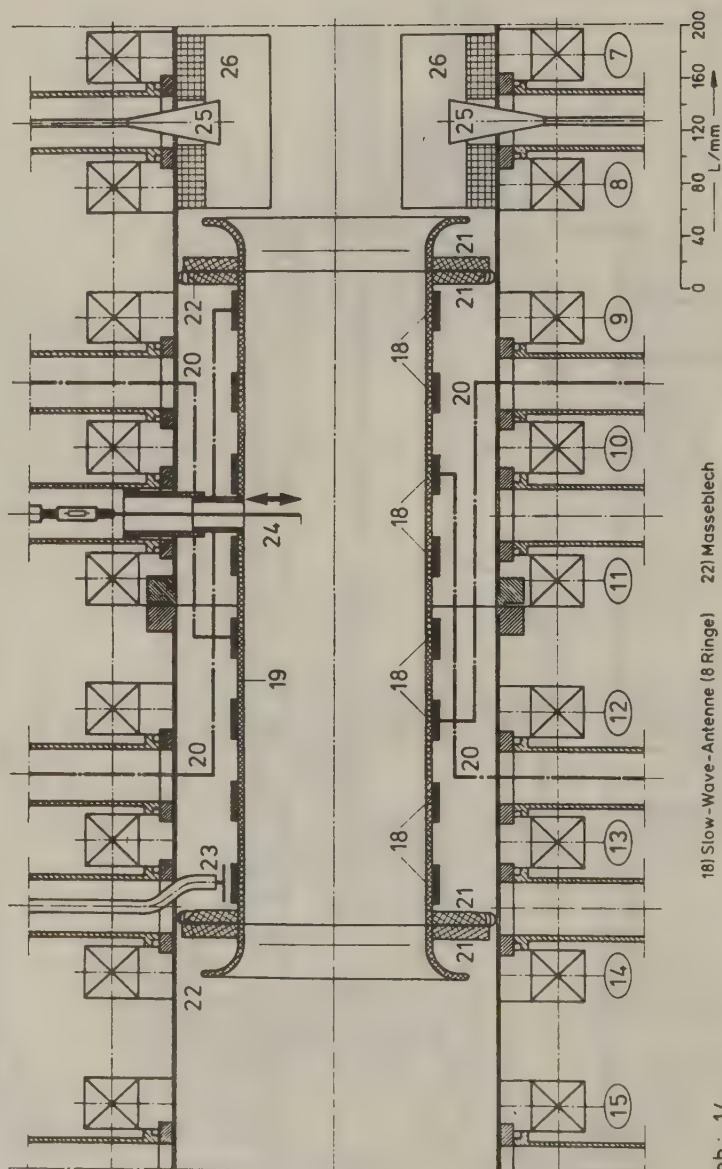


Abb. 14

Apparatur

Teil II, vertikaler Schnitt

18) Slow-Wave-Antenne (8 Ringe)

19) Glasrohr

20) HF-Zuführung (symbolisch)

21) Teflonring

22) Masseblech

23) Antenne für Referenzsignal

24) HF-Sonde mit 50Ω-Abschluss

25) 8mm-Mikrowellenhorn

26) Mikrowellenstreugitter

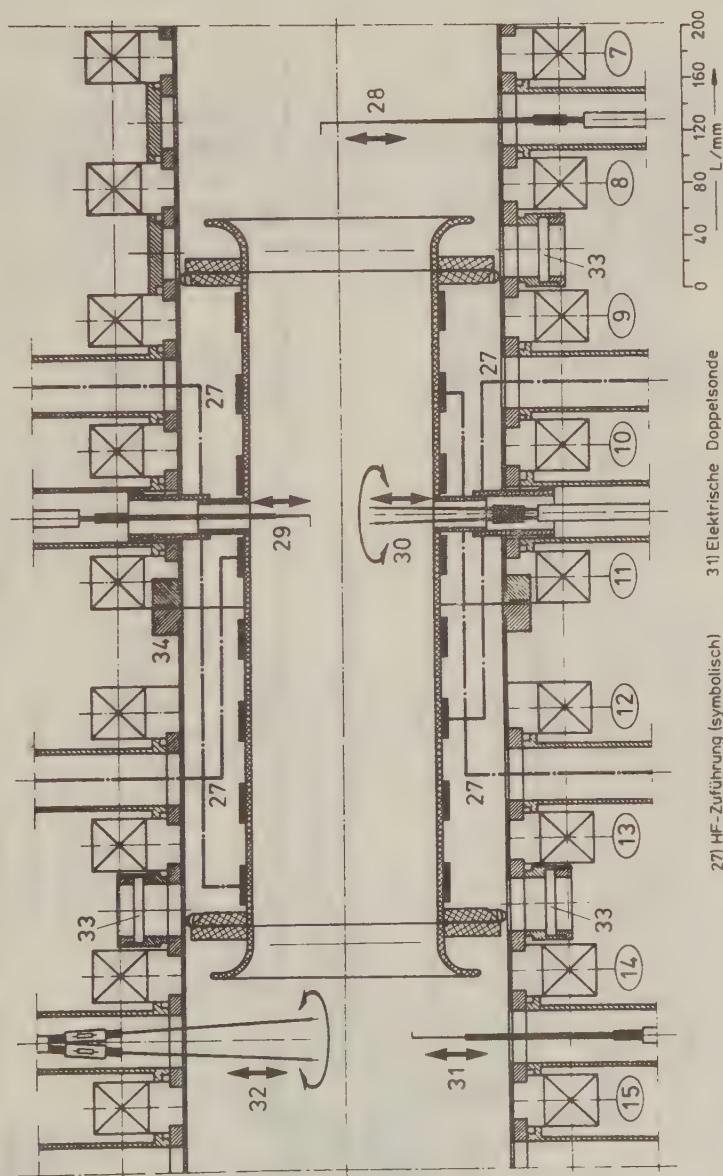


Abb.: 15

Apparatur

Teil II, horizontaler Schnitt

27) HF-Zuführung (symbolisch)

28) HF-Sonde

29) Abgeschirmte HF-Sonde

30) Mehrzweckdoppelsonde

31) Elektrische Doppelsonde

32) HF-Doppelsonde (50Ω)

33) Fenster für radialen Einblick

34) Gefäßverbindungsflansch

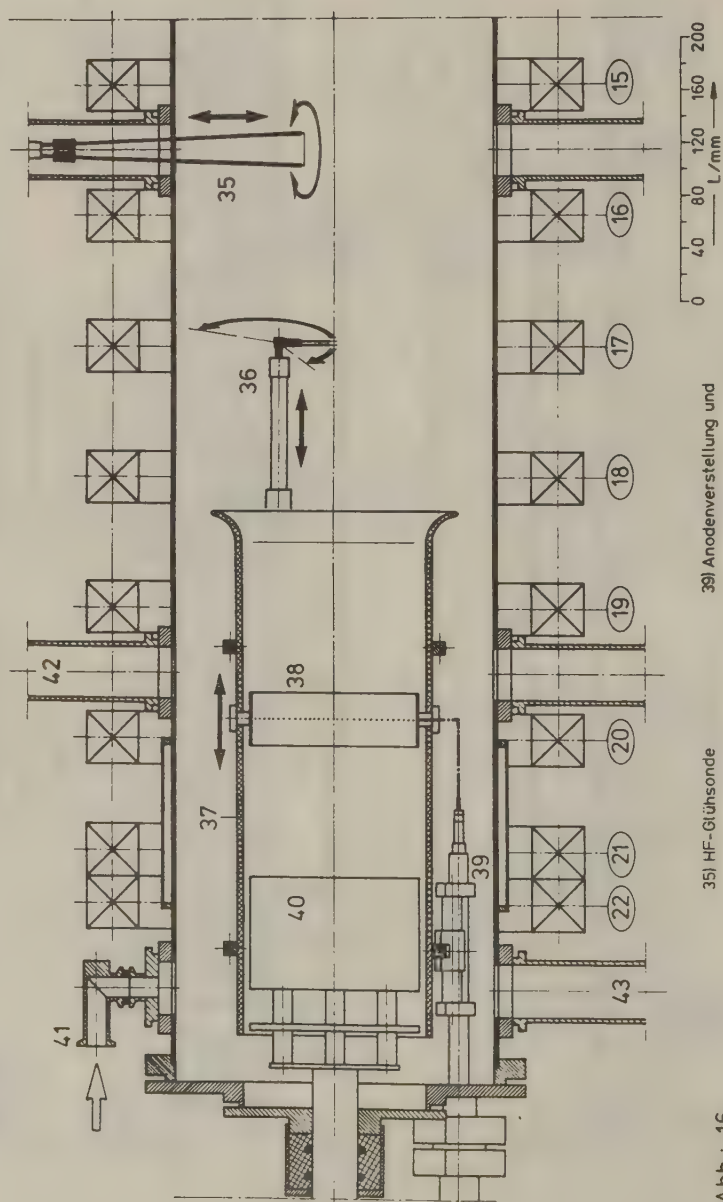


Abb.: 16

Apparatur

Teil III, vertikaler Schnitt

35) HF-Gühschode

36) Axialverstellbare elekt. D.-S.

37) Gühschode

38) Ringanode mit Gitter

39) Anodenverstellung und Spannungszuführung

40) Gühschode

41) Gaseinlaß

42) Anschluß für IM10- und

43) IM30-Ionisationsmanometer

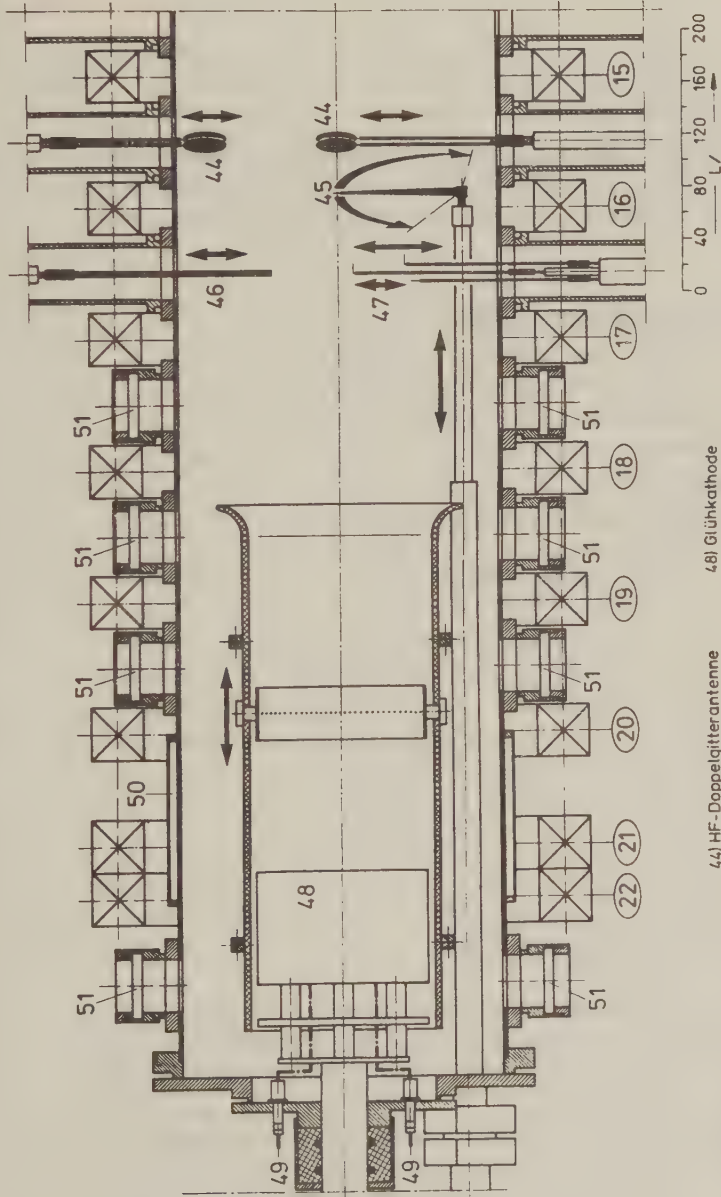


Abb.: 17

Apparatur

Teil III, horizontaler Schnitt

- 44) HF-Doppelgitterantenne
- 45) Axialverstellbare HF-Sonde
- 46) Katsumata-Sonde
- 47) Doppelverstellbare HF-Sonde
- 48) Glühkathode
- 49) Heizstromanschluß
- 50) Kühlmantel
- 51) Fenster für radialen Einblick

4. Diagnostikverfahren

Zur Bestimmung der klassischen Plasmaparameter Dichte und Temperatur stehen verschiedene Meßmethoden zur Verfügung, die sich in elektrostatische und HF-Verfahren einteilen lassen.

Elektrostatische Meßmethoden:

- a) elektrische Einzelsonde ($n_e(r)$, $T_e(r)$)
- b) elektrische Doppelsonde ($n_e(r)$, $T_e(r)$)
- c) Katsumata-Sonde ($T_i(r)$)

HF-Meßmethoden

- a) 8mm-Mikrowellen-Interferometer ($\bar{n}_e$)
- b) Resonanzkegel ($n_e(r)$, $T_e(r)$)
- c) Ionenakustische Wellen (T_e , T_i)

Im folgenden werde ich auf die einzelnen Verfahren nur soweit eingehen, wie es zum Verständnis der Meßergebnisse notwendig ist. (Dies gilt besonders für die Standardverfahren). Eine ausführliche Beschreibung der angewandten Diagnostikverfahren, speziell für dieses Experiment, ist in der Diplomarbeit von F. Wiesemann /4.1/ zu finden.

4. 1. Elektrische Einzelsonde

Die klassische Methode der elektrischen Einzelsonde (Langmuir-Sonde) /4.2/ erweist sich für ein mit Sonden diagnostiziertes Plasma unentbehrlich. Zwar existiert bei vorhandenem starken Magnetfeld keine geschlossene Theorie, und man benutzt deshalb die Theorie der Sonde für ein magnetfeldfreies Plasma. Doch zeigen die Messungen, daß örtliche relative Elektronendichte und absolute Elektronentemperatur mit gleicher oder besserer Genauigkeit als mit anderen Methoden

bestimmt werden können. Zur absoluten Bestimmung der Elektronendichte wird diese Methode in unserem Experiment nicht angewendet, da die effektive Sondenoberfläche sich nur ungenau bestimmen läßt und die Theorie für ein magnetfreies Plasma den Proportionalitätsfaktor falsch angibt. Die relative Elektronendichte n_e läßt aus dem Ionensättigungsstrom:

$$(4 - 1) \quad I_{s,i} \sim n_e \sqrt{T_e}$$

bestimmen. allerdings ist diese Beziehung für ein magnetfeldfreies Plasma hergeleitet und vergleichende Resonanzkegel-Messungen ergaben eine sehr viel schwächere Temperaturabhängigkeit; es wurde deswegen bei der Bestimmung der Elektronendichte angenommen, daß diese dem Ionensättigungsstrom proportional ist.

Die Elektronentemperatur kann auch bei hohem Magnetfeld noch recht genau mit der Einzelsonde aus dem Elektronenanlaufstrom bestimmt werden. Es gilt die Beziehung:

$$(4 - 2) \quad \frac{k_B T_e}{e} = - \frac{1}{\frac{d \ln I_s}{d U_s}}$$

unter der Voraussetzung, daß die Elektronen Maxwell-verteilt sind (I_s : Sondenstrom, U_s : Sondenspannung). Die halblogarithmische Auftragung I_s über U_s ergibt dann eine Gerade, aus deren Steigung die Elektronentemperatur ermittelt wird (Abb.: 18).

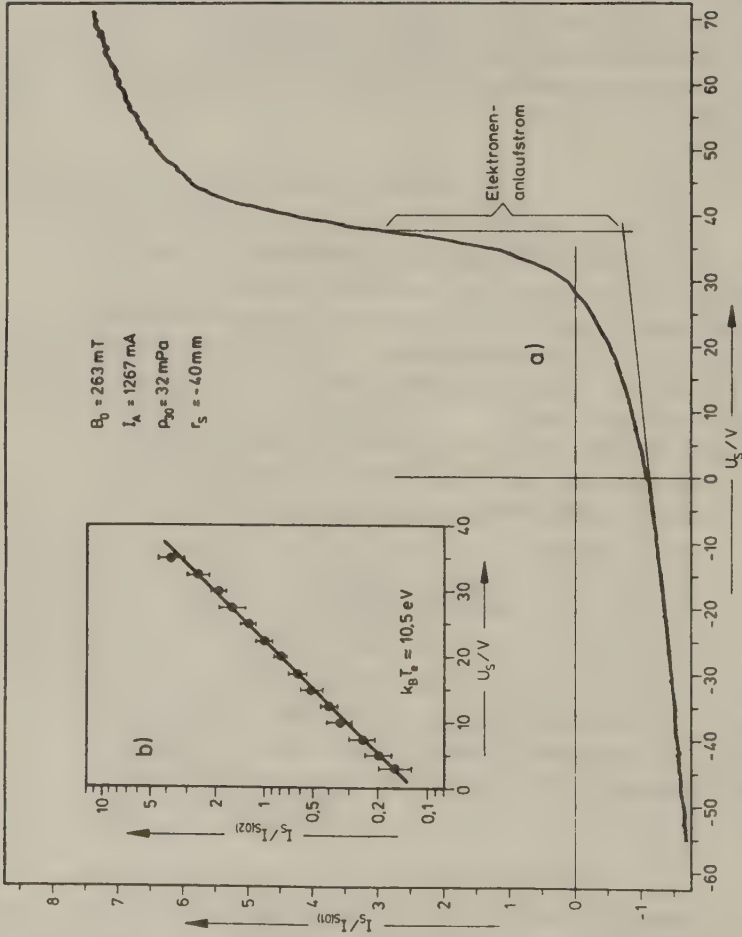


Abb.: 18

Einzelsondenmessung a) zeigt die Kennlinie, b) gibt den Bereich des Elektronenanlaufstromes wieder, der zur Ermittlung der Elektronentemperatur dient.

4. 2. Elektrische Doppelsonde

Diese Meßmethode /4.3/ wird, wie die elektrische Einzelsonde, zur relativen Elektronendichte - und zur absoluten Elektronentemperaturbestimmung eingesetzt. Da es sich hier im Prinzip um zwei dicht beieinander stehende Einzelsonden handelt, gilt hinsichtlich der Theorie das gleiche wie für die Einzelsonde. Die Doppelsonde stellt jedoch ein selbständiges System dar, das elektrisch auf kein Bezugspotential angewiesen ist. Für Elektronendichte und Elektronentemperatur werden die Beziehungen

$$(4 - 3) \quad I_{s,i} \sim n_e \quad (I_{s,i} : \text{Ionensättigungsstrom})$$

und

$$(4 - 4) \quad \frac{k_B T_e}{e} = \frac{I_{s(1)} \cdot I_{s(2)}}{I_{s(1)} + I_{s(2)}} \cdot \frac{dI_s}{dU_s} \bigg|_{U_s=0}$$

benutzt.

Eine Doppelsondenkennlinie zeigt Abb.: 19. Die relative Elektronendichte wird bei $U_s = 80 \text{ V}$ gemessen.

4. 3. Katsumata-Sonde

Die Methode der Ionentemperaturbestimmung mit der Katsumata-Sonde /4.4/ beruht auf der Separierbarkeit der Ionen von den Elektronen senkrecht zum Magnetfeld, falls diese unterschiedliche Gyrationradien haben. Die Bedingung lautet:

$$(4 - 5) \quad \frac{g_i}{g_e} = \left(\frac{m_i T_i}{m_e T_e} \right)^{1/2} \gg 1$$

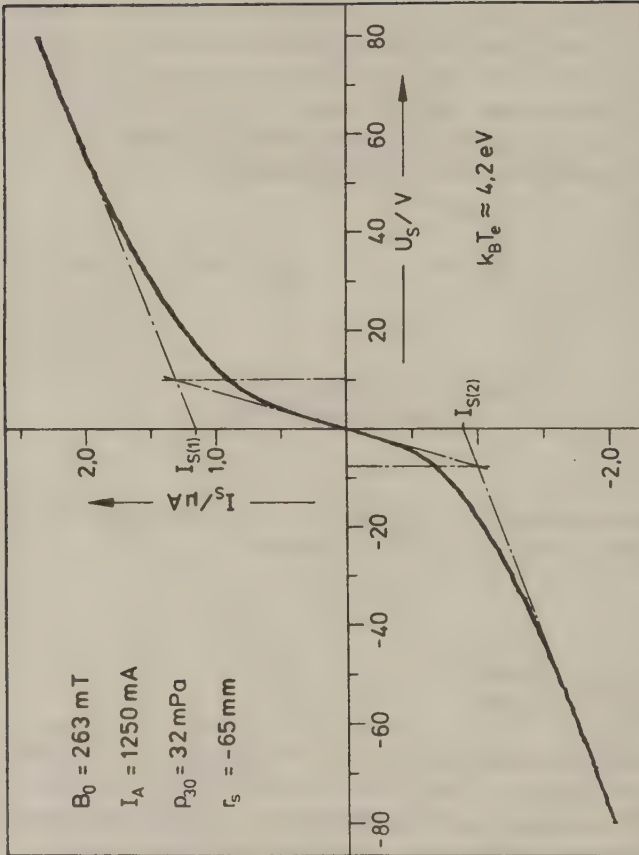


Abb.: 19
Doppelsondenkennlinie

In unserem Wasserstoffplasma beträgt das Verhältnis:

$$\frac{g_i}{g_e} \approx 14$$

Das Prinzip der Sonde sowie ihre Beschaltung zeigt Abb.: 20, ihre technische Ausführung Abb.: 21. Der Außenleiter, der gegenüber dem Innenleiter den Überstand h hat:

$$(4 - 6) \quad h \approx g_i \gg g_e$$

hält die Elektronen wegen ihrer kleineren Gyrationradien vom Innenleiter fern. Elektronen, die dennoch weiter als zwei Gyrationradien (Stöße) in die Sonde eindringen, werden durch eine positive Spannung U_A , die zwischen Innen- und Außenleiter angelegt ist, abgesaugt. Durch Variation des Innenleiterpotentials wird die Verteilungsfunktion der Ionen abgetastet. Eine halblogarithmische Auftragung des Ionenanlaufstroms I_s über der Sondenspannung U_s ergibt, falls die Ionen Maxwell-verteilt sind, eine Gerade, aus deren Steigung die Ionentemperatur nach der Beziehung:

$$(4 - 7) \quad \frac{k_B T_i}{e} = - \frac{1}{\frac{d \ln I_s}{d U_s}}$$

ermittelt wird (Abb.: 22).

4.4. 8mm-Mikrowelleninterferometer

Das 8mm-Mikrowelleninterferometer dient zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte $\bar{n}_e$ im Plasma /4.5/. Allgemein zeichnet sich die Mikrowelleninterferometrie durch folgende Vorteile aus: keine Störung des Plasmas, hohe Zeitauflösung, Unabhängigkeit vom Magnetfeld. Letzteres wird durch die verwendete ordentliche Mode (Polarrisation $\vec{E} \parallel \vec{B}_0$) erreicht. An ihrer Dispersionsbeziehung (vgl. Kap. 2.2.)

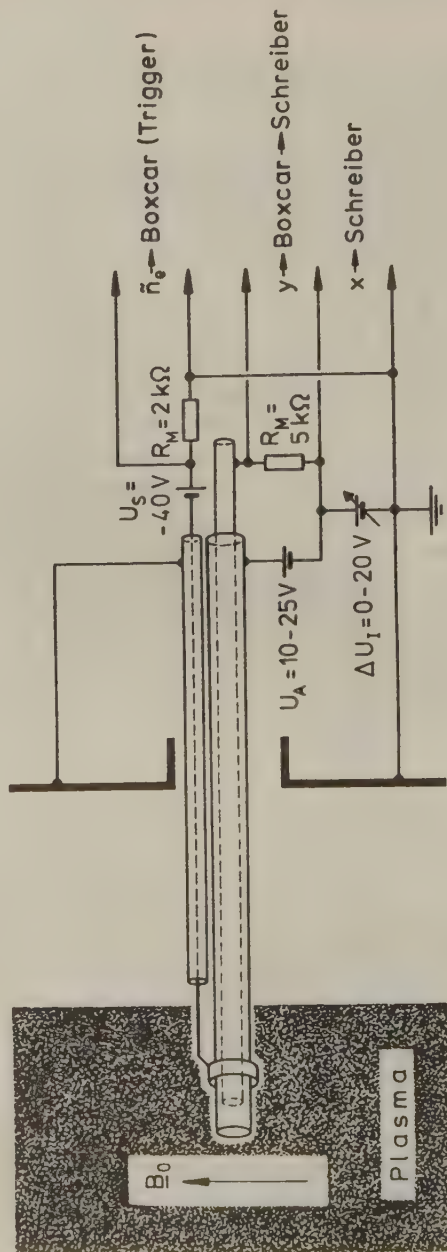
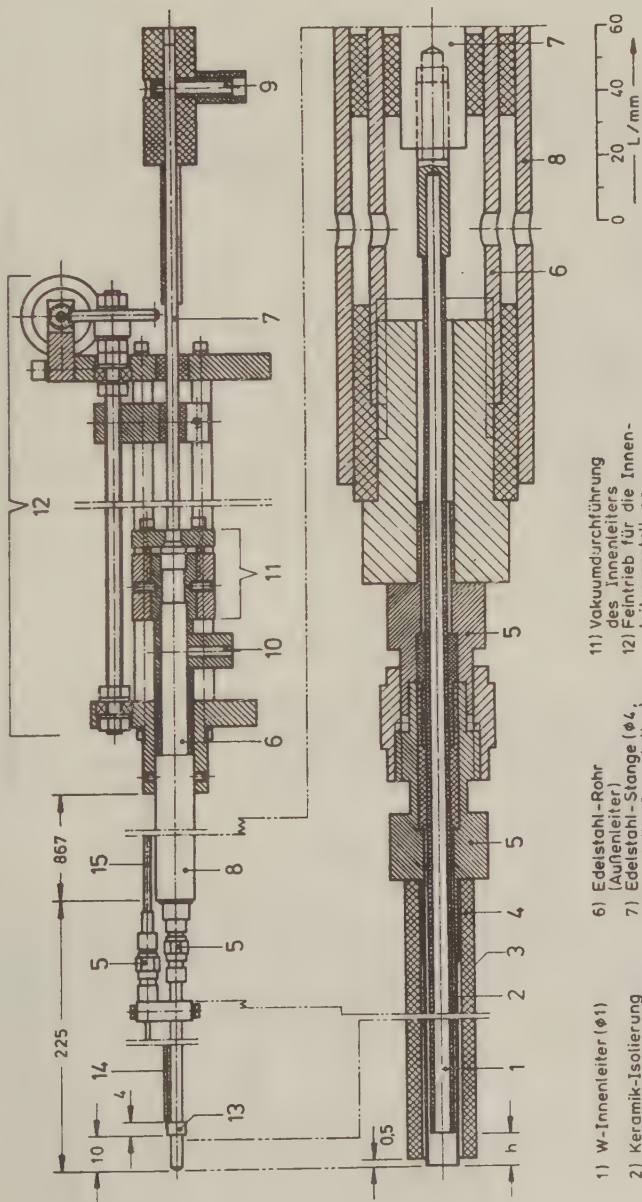


Abb.: 20
Beschaltung der Katsumata - Sonde



- | | | |
|---|--|--|
| 1) W-Innenleiter ($\phi 1$) | 6) Edelstahl-Rohr (Außenleiter) | 11) Vakuumdurchführung des Innenleiters |
| 2) Keramik-Isolierung | 7) Edelstahl-Stange ($\phi 4$, verstellb. Innenleiter) | 12) Feintrieb für die Innenleiterverstellung |
| 3) Edelstahl-Außenleiter ($\phi 2 \times 0,15$) | 8) Edelstahl-Sondenaußenrohr ($\phi 12 \times 1$) | 13) Antenne für das Triggersignal (Edelstahl-Ring) |
| 4) Keramik-Isolierung ($\phi 4$) | 9) Elektrischer Innenleiter-anschluß | 14) Isoliertes Kabel |
| 5) SMC-Stecker | 10) Elektrischer Außenleiter-anschluß | 15) Flexibles Mikroaxilkabel |

Abb. 21

Technische Konzeption der

Katsumata - Sonde

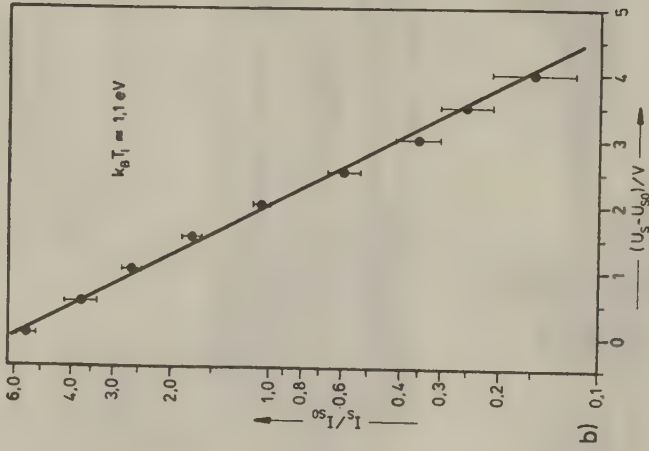
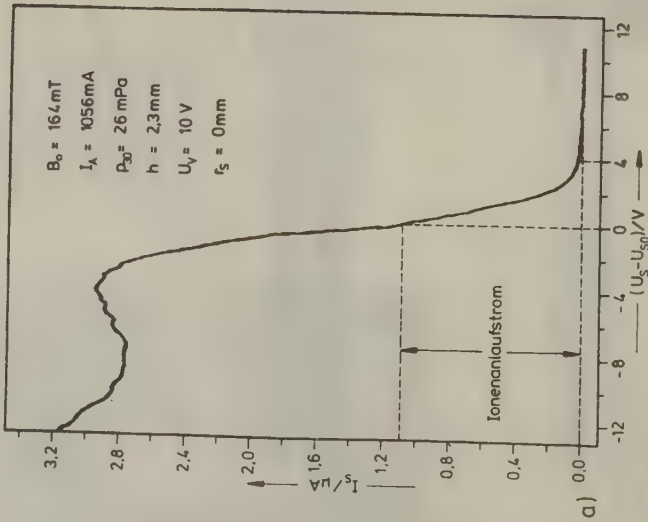


Abb.: 22

Katsumata-Sondenmessung

a) zeigt die Kennlinie, b) gibt den Bereich des Ionenanlaufstromes wieder, der zur Ermittlung der Ionentemperatur dient.

$$(4 - 8) \quad N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \equiv K_{zz} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

erkennt man leicht, daß der Anwendungsbereich der Interferometrie durch die Beziehung

$$\omega_{pe}^2 < \omega^2$$

(d. h. Propagation der Mikrowelle) festgelegt ist. Eine genaue und eindeutige Dichtebestimmung erhält man unter der Bedingung $\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$, wie dies in unserem Experiment erfüllt ist. Das Prinzip der Mikrowelleninterferometrie beruht auf der Messung der Differenz der optischen Weglänge D_{op} mit und ohne Plasma; mittels eines "balanced mixers" wird die Differenz in ein Spannungssignal

$$(4 - 9) \quad U = \hat{U} \sin(k_0 \Delta D_{op})$$

transformiert, wobei

$$(4 - 10) \quad k_0 \Delta D_{op} = \int_0^R (N(r) - 1) dr$$

die Phasenverschiebung durch das Plasma ist. Für kleine Plasmadichten ($\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$), und unter der Bedingung $k_0 \Delta D_{op} \leq R/2$ (Eindeutigkeit; R: Plasmaradius) erhält man mit der Eccles-Beziehung Gl. (4-8) die gesuchte mittlere Elektronendichte:

$$(4 - 11) \quad \bar{n}_e = \frac{2\omega}{D \cdot c} \arcsin \frac{U}{\hat{U}}$$

In unserem Experiment wurde das Mikrowelleninterferometer wegen seiner guten Zeitauflösung hauptsächlich bei gepulstem Plasma eingesetzt; die Meßergebnisse stimmen mit denen der anderen Methoden überein.

4. 5. Die Resonanzkegelmethode

In diesem Experiment benutzen wir die Resonanzkegelmethode zu Bestimmung der lokalen Elektronendichte n_e und der Temperatur T_e sowie zur Ermittlung der radialen Position der LH-Schicht, indem wir die örtliche LH-Resonanzfrequenz bestimmen /4.6, 4.7/.

Der Resonanzkegel wird durch eine kleine Sendeantenne (hervorstehender Innenleiter eines Koaxialkabels) im Plasma angeregt, und eine Empfangsantenne gleicher Bauart nimmt das transmittierte HF-Signal auf (Abb.: 23). Eine Interferometerschaltung erlaubt die Analyse des Empfangssignals in Amplitude und Phase.

Die kleine Sendeantenne kann gut durch das theoretische Modell der oszillierenden Punktladung in der elektrostatischen Näherung beschrieben werden, da für die Länge l der Sendeantenne

$$l \ll c/\omega$$

und für den Abstand zwischen Sende- und Empfangsantenne d_s

$$d_s \ll c/\omega = \lambda_0$$

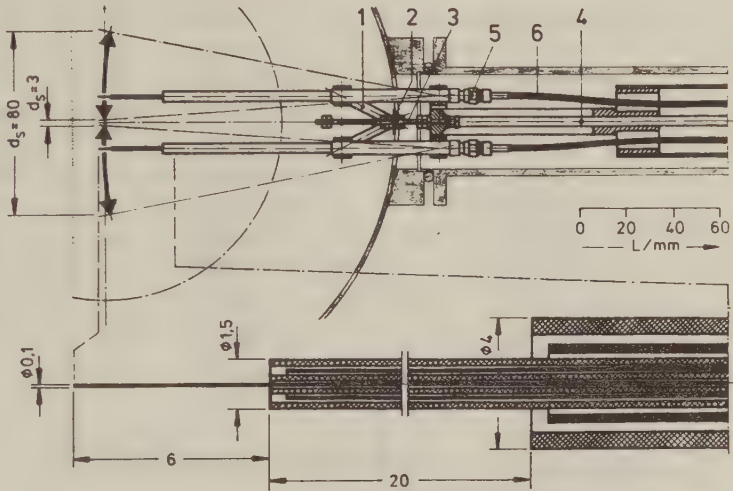
(Nahfeld) gilt.

Die δ - funktionsartige Störung des magnetisierten Plasmas durch die oszillierende Punktladung wird durch die Poisson-Gleichung beschrieben:

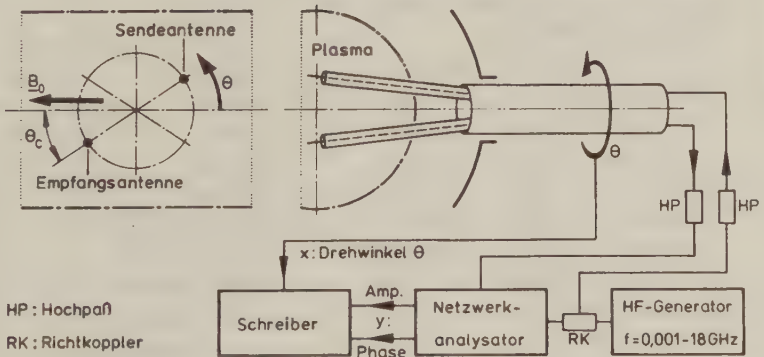
$$(4 - 12) \quad \nabla \cdot \underline{\underline{K}} \cdot \nabla \Phi = \frac{q}{\epsilon_0} \exp(-i\omega t) \delta(\underline{r})$$

Hierbei ist $\underline{\underline{K}}$ wiederum der Dielektrizitätstensor (2-8); durch Fouriertransformation erhält man das transformierte Potential $\Phi(\underline{k})$, und für ein kaltes Plasma ($T_e = T_i = 0$), das wir hier zunächst annehmen wollen, kann man die inverse Transformation durchführen; man gewinnt für das Potential den Ausdruck

$$(4 - 13) \quad \Phi(\underline{r}) = \frac{q \exp(-i\omega t)}{\epsilon_0 4\pi} \cdot \frac{1}{|\underline{k}_\perp| r} \cdot \frac{1}{[|\underline{k}_\parallel \sin^2 \Theta + |\underline{k}_\perp \cos^2 \Theta|]^{1/2}},$$



Spreizbare HF-Doppelsonde



Prinzip und Interferometerschaltung der Resonanzkegelmessung

- 1) Spreizhebel
- 2) Spindelmutter
- 3) Gewindespindel (M3)
- 4) Triebstange für die Gewindespindel
- 5) SMC-Stecker
- 6) Koaxialkabel

Abb.: 23

Sonde und Meßprinzip
der Resonanzkegelmessung

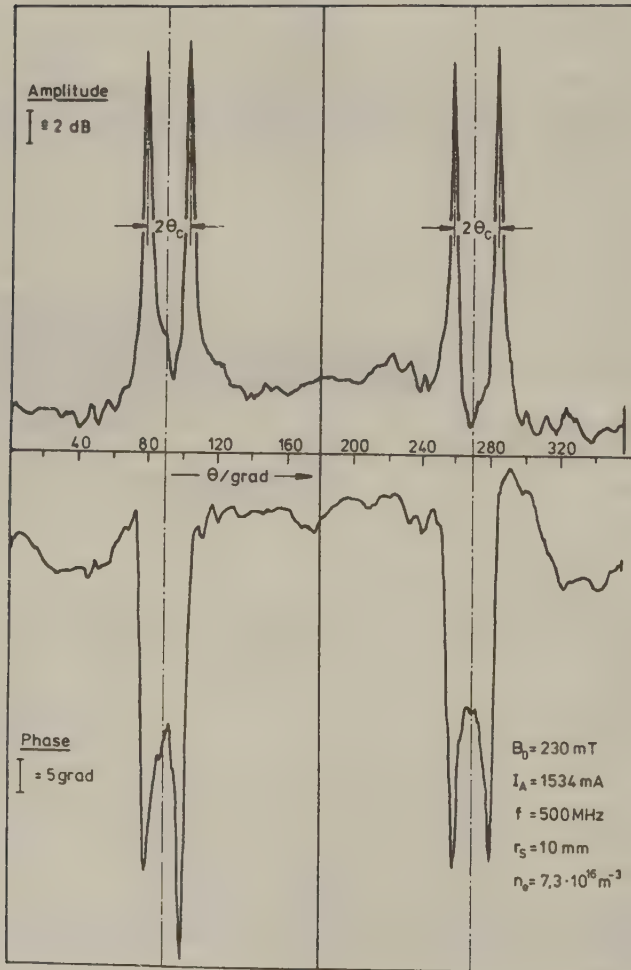


Abb.: 24

Resonanzkegelmessung zur Dichtebestimmung

wobei $K_{\perp}$ bzw. $K_{\parallel}$ die durch (2-20 und 2-21) gegebenen Elemente des Dielektrizitätstensors sind. Man erkennt, daß die Potentialverteilung im anisotropen Plasma ebenfalls anisotrop ist; sie hängt empfindlich von der Richtung (Θ) die die Strecke Punktladung - Aufpunkt mit dem Magnetfeld bildet, ab. Haben die beiden Tensorelemente unterschiedliches Vorzeichen gibt es einen Winkel $\Theta = \Theta_c$, den Resonanzkegelwinkel, unter dem das Potential eine Singularität bzw. im Falle kleiner Stoßfrequenzen ($v_{e,i} \ll \omega$) ein Maximum aufweist. Dieser Winkel ist identisch mit dem Winkel für die Richtung der Gruppengeschwindigkeit der LH-Wellen (vgl. Kap. 2.2.):

$$(4 - 14) \quad \tan^2 \Theta(\Phi_{\max}) = \tan^2 \Theta_c = - \frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}} = - \frac{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_i^2}}{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}}$$

Abb.: 24 zeigt den gemessenen Amplituden- und Phasenverlauf. Aus dem Abstand der Maxima läßt sich bei vorgegebener Magnetfeldstärke und der Frequenz die Elektronendichte berechnen. Die Messungen wurden bei Frequenzen von $f = 50$ bis 600 MHz (je nach lokaler Dichte) vorgenommen und erlauben die genaue temperaturunabhängige Dichtebestimmung (besser als 10 %). Der Parameterbereich, in dem die Resonanzkegelmessungen durchgeführt wurden ist in Abb.: 29 schraffiert eingezeichnet.

Bei größeren Frequenzen ($f = 500 - 2400$ MHz) - hier erhalten wir größere Resonanzwinkel Θ_c (Abb.: 25) und damit eine bessere Auflösung des Potentialverlaufs innerhalb des Resonanzkegels - beobachtet man zwischen den beiden Hauptmaxima eine Interferenzstruktur (Abb.: 25). Sie entsteht durch die thermische Bewegung der Elektronen. K. H. Burrell /4.5/ untersuchte diese Interferenzstrukturen theoretisch und experimentell und fand den Winkelabstand des thermisch verschobenen Hauptmaximums und der Nebenmaxima zum thermisch unverschobenen Hauptmaximum die Beziehung (gültig für unseren Parameterbereich und in der Näherung $v_{e,i} \ll \omega$)

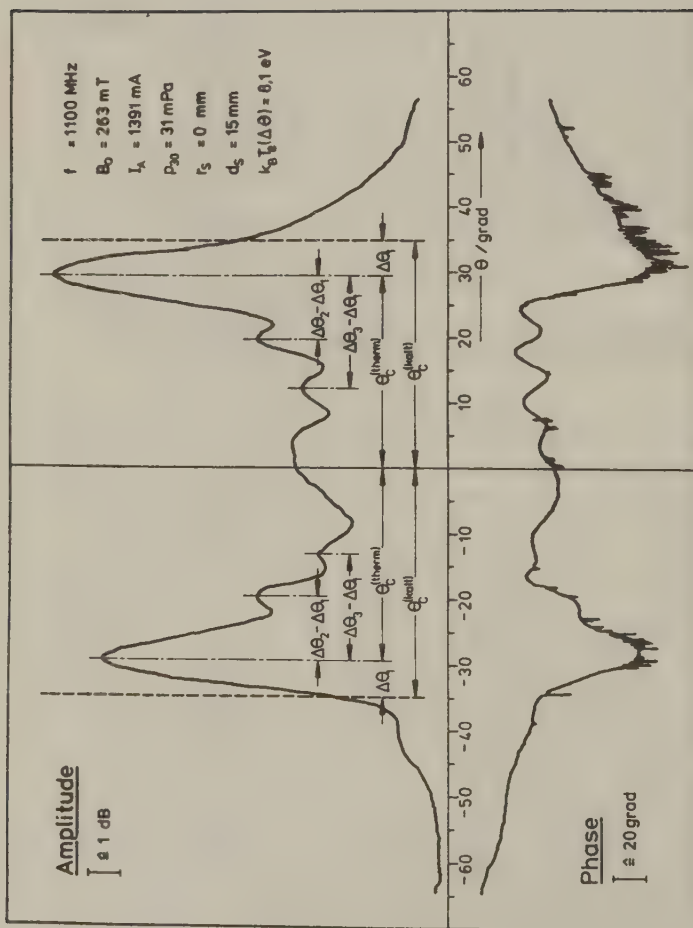


Abb.: 25

Resonanzkegelmessung

Amplituden- und Phasenverlauf zeigen die, durch die thermische Bewegung der Elektronen erzeugten „thermischen Effekte“. Die gestrichelten Linien geben die Lage der beiden Hauptmaxima bei einem „kalten“ Plasma an.

$$\Delta \Theta_n \approx -y_n \left(\frac{v_{Th,e}}{d_s \cdot \omega_e} \right)^{2/3} \cdot \Lambda \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

$$(4 - 15) \quad \Lambda = \left(\frac{9 \omega_{pe}^2 \omega_e^2 \cdot \sin^4 \Theta_c}{\omega^4 (-\|K_{||}\| K_{\perp})^{1/2}} \right)^{1/3},$$

wobei $y_n = x_n \cdot 2^{-2/3}$ (x_n : n-te Nullstelle der Airy - Funktion), $v_{Th,e} = 2 k_B T_e / m_e$ und d_s der Abstand zwischen Sonde- und Empfangsantenne ist. Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich die Elektronentemperatur aus den gemessene Winkelabständen $\Delta \Theta_{n1} = \Delta \Theta_n - \Delta \Theta_1$ bestimmen.

Ein Kriterium für die Anwendbarkeit der Methode zur Temperaturbestimmung läßt sich aus Gleichung (4-15) herleiten. Für gleiche Plasmaparameter, gleiche Frequenz und gleichen Antennenabstand ist der jeweilige Winkelabstand proportional zur modifizierten Nullstelle der Airy-Funktion

$$\Delta \Theta_{21} \sim y_2 - y_1$$

$$\Delta \Theta_{2+i,1} \sim y_{2+i,1} - y_1 \quad (i = n-1),$$

woraus folgt:

$$\Delta \Theta_{2+i,1} = \frac{y_2 - y_1}{y_{2+i,1} - y_1} \Delta \Theta_{21}$$

Diesen Zusammenhang zeigt Abb.: 26; man erkennt, daß die Winkelabstände zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima gut der Geraden folgen.

Durch Ausmessen der Interferenzstruktur konnte die Elektronentemperatur auf etwa 20 % genau bestimmt werden. Allerdings waren dazu mehrere Messungen bei verschiedenen Frequenzen und Antennenabständen durchzuführen und von diesen der Mittelwert zu bilden. Der Fehler der einzelnen Messungen ist recht groß da der Antennenabstand mit der zweiten und der Winkelabstand mit der dritten Potenz in die Temperaturberechnung eingeht:

$$(4 - 16) \quad k_B T_e \sim \Delta \Theta_{n1}^3 \cdot d_s^2$$

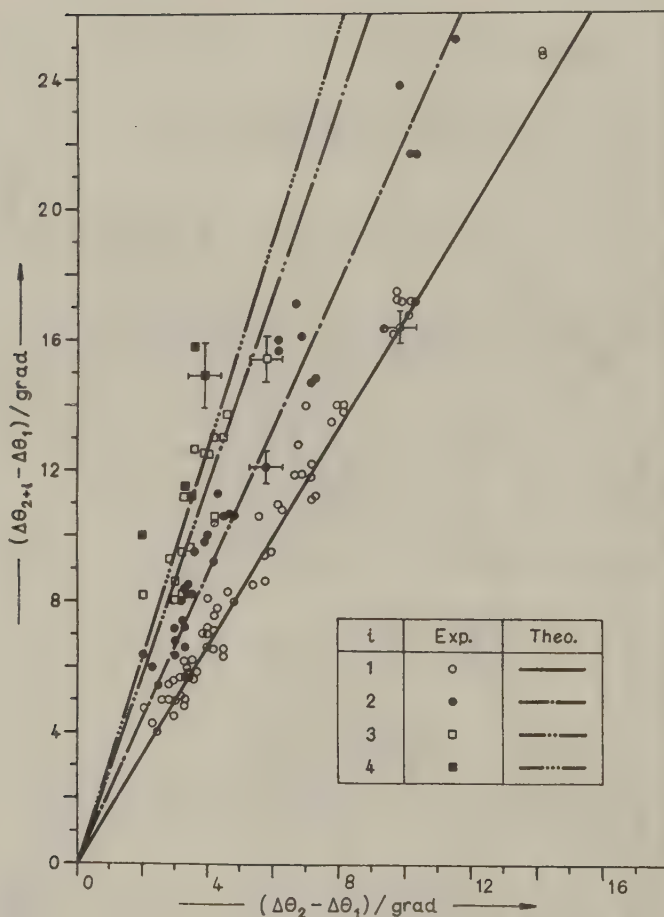
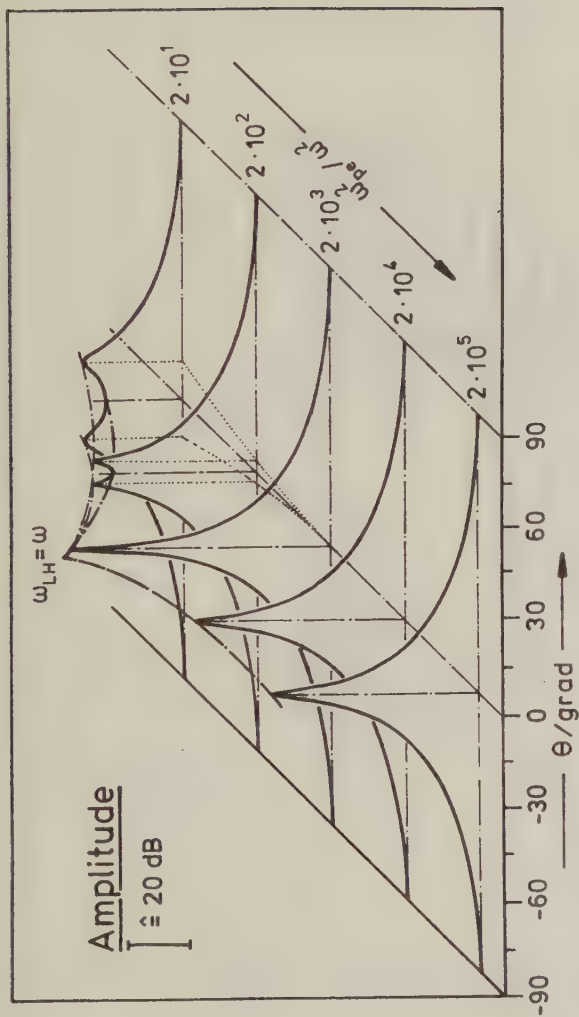


Abb.: 26

Überprüfung der Proportionalität zwischen verschiedenen $\Delta\theta$.



$\omega_0/\omega = 2, \nu_e/\omega = 0,5, \nu_i/\omega = 0$

Abb.: 27

Theoretischer Amplitudenverlauf der Resonanzkegel in der Nähe der Lower-Hybrid-Resonanz

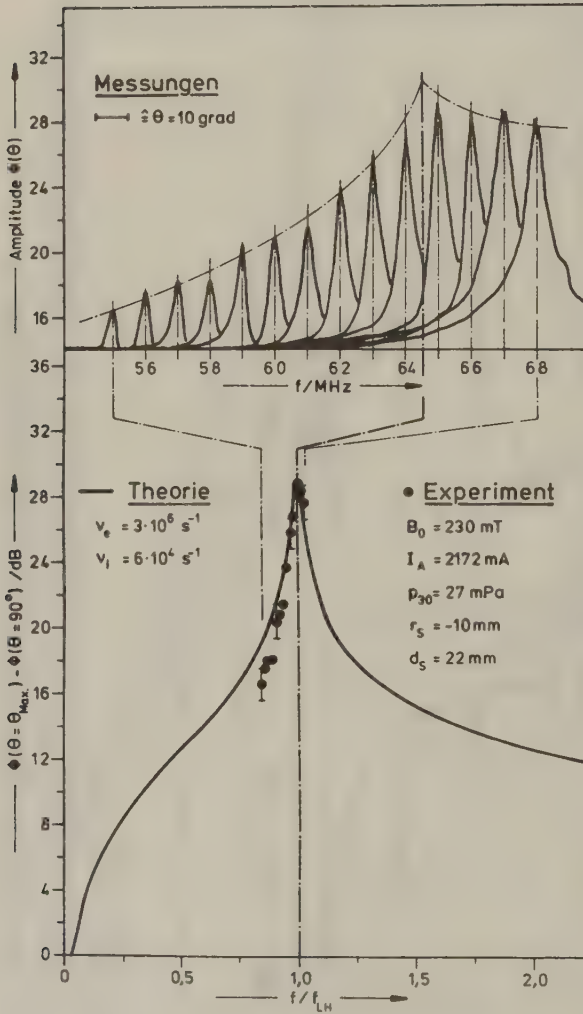


Abb.: 28

Experimentelle Bestimmung der örtlichen Lower-Hybrid-Frequenz mit Hilfe von Resonanzkegelmessungen

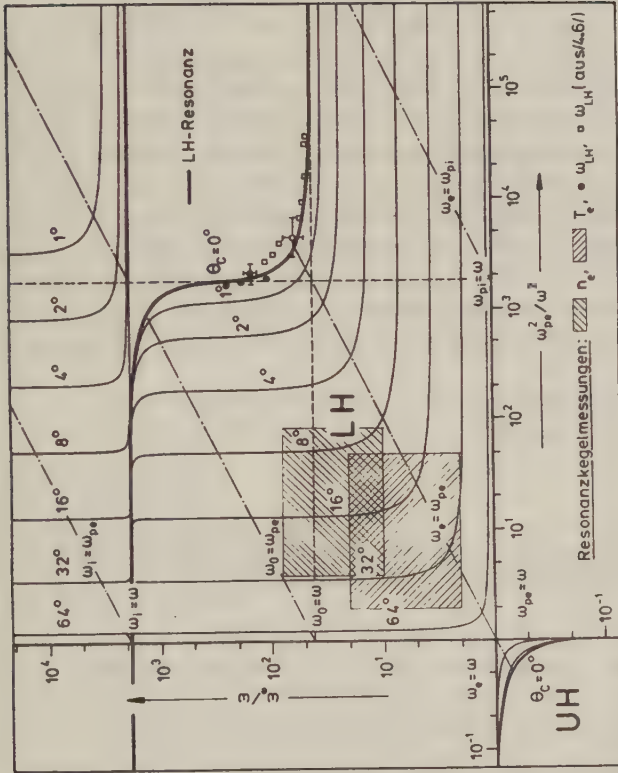


Abb.: 29
Existenzgebiet der Resonanzkegel für ein Wasserstoffplasma

der Winkelabstand sich jedoch nur auf $0,5^\circ$ und der Antennenabstand nur auf 0,5 mm genau bestimmen läßt, was einen Fehler von 80 % bewirken kann. Der Temperaturmittelwert stimmt aber gut mit dem der anderen Methoden überein.

Die Resonanzkegelmethode läßt sich ferner zur Bestimmung der lokalen LH-Resonanzfrequenz benutzen /4.6/. Dabei beobachtet man ein Maximum des Potentialverlaufs bei $f = f_{\text{LH}}$, wenn die Sonde parallel zum Magnetfeld B_0 ($\Theta = 0^\circ$) ausgerichtet ist. Den berechneten Potentialverlauf in der Nähe der LH-Resonanz zeigt Abb.: 27; den experimentell bestimmten und berechneten Amplitudenverlauf bei $\Theta = 0^\circ$ gibt Abb.: 28 wieder, aus der die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie erkennbar ist. Die theoretische Kurve wurde mit einer effektiven Stoßfrequenz $\nu_{\text{eff}} = 3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ berechnet, die das 2,5-fache der aus dem Neutralgasdruck ermittelten Stoßfrequenzen ist, es meistens auch bei den anderen Resonanzkegelmessungen der Fall ist.

Abb.: 29 zeigt die Parameterbereiche, in denen die Resonanzkegelmethode zur Ermittlung der verschiedenen Größen angewendet wurde.

4. 6. Temperaturmessung mit Hilfe von ionenakustischen Wellen

Als zusätzliche Methode zur Bestimmung der Ionentemperatur benutzen wir neben der Katsumata-Sondenmethode die Messung des Dispersions- und Dämpfungsverhaltens von ionenakustischen Wellen. Aus der Dispersion der Wellen läßt sich die Elektronentemperatur (T_e), aus der Dämpfung das Verhältnis von Ionen- und Elektronentemperatur (T_i/T_e) bestimmen /4.8/. Die Dispersionsrelation dieser parallel zum Magnetfeld propagierenden elektrostatischen Wellen läßt sich leicht aus dem zz-Element des Dielektrizitätstensors (2-17) herleiten. In der Näherung

$$\omega^2 \ll \omega_{pe}^2, \quad T_i \ll T_e$$

erhält man die einfache Beziehung

$$(4 - 17) \quad \omega^2 \approx k^2 \frac{k_B T_e}{m_i}$$

Für die Dämpfung muß die kinetische Theorie herangezogen werden; bei schwacher Dämpfung für Phasengeschwindigkeiten $\omega / k \gg v_{Th,i}$ und $\ll v_{Th,e}$ wird das Dämpfungsverhältnis näherungsweise

$$(4 - 18) \quad \frac{k_i}{k_r} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(1 + k_r^2 \lambda_{De}^2)^{3/2}} \left[\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} \frac{T_e/T_i}{1 + k_r^2 \lambda_{De}^2}} + \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right],$$

$$\lambda_{De}^2 = \epsilon_0 k_B T_e / n_e e^2.$$

In unserem Experiment wurde allerdings zur Bestimmung des Temperaturverhältnisses T_e/T_i auf die exakte Dispersionsgleichung (Programm von G. Derra /4.8/) zurückgegriffen.

Zur Anregung und zum Empfang der ionenakustischen Wellen wurden verschiedene Antennen benutzt: Einzel- und Doppelgitter, Langmuir-Sonde und Glühsonde. Die erzielten Ergebnisse stimmen mit denen der Katsumata-Sonde überein. Bei Verwendung von Gittern muß allerdings die Abkühlung des Plasmas durch diese berücksichtigt werden.

5. Das Plasma

Für Untersuchungen erwiesen sich folgende Betriebsparameter als die geeignetsten

$$\begin{aligned} B_0 &= 230 - 270 \text{ mT}, \\ I_A &= 1000 - 2000 \text{ mA}, \\ p_{30} &= 20 - 40 \text{ Pa}. \end{aligned}$$

Die Stärke des Magnetfeldes B_0 ist durch den Parameter $\omega^2 \approx \omega_{pi}^2$ vorgegeben. Bei diesem Magnetfeld war auch die Dichtefluktuationsamplitude $\tilde{n}_e$ minimal.

Bei Entladungsströmen $I_A = 1000 - 2000 \text{ mA}$ ist das Plasma über lange Stunden stabil: Die Dichte bleibt annähernd konstant, und das Profil ändert sich nur wenig. Bei höheren Entladungsströmen ($I_A = 2000 - 3000 \text{ mA}$) wird die Kathodenemissionsschicht

stark durch Ionenbeschuß aufgeheizt. Durch Sonden im Plasma wird die Schicht dann lokal abgekühlt, was zur Veränderung des Dichteprofils führt; aus diesem Grunde konnten die Profilmessungen nicht mehr zur Auswertung später durchgeführter HF-Messungen herangezogen werden. Bei Drücken $p = 20 - 40 \text{ m Pa}$ wird die günstigste Kombination von hoher Elektronendichte, geeignetem Dichteprofil und geringem Dichtefluktuationsgrad erreicht.

5. 1. Elektronendichte und Elektronendichteprofil

In diesem Experiment werden derzeit maximale Elektronendichten $n_e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ erreicht. Die zugehörige LH-Resonanzfrequenz beträgt $f \approx 80 \text{ MHz}$, so daß die Untersuchungen zur Modenkonzersion bis zu dieser Frequenz durchgeführt werden können. Abb.: 30 zeigt ein Dichteprofil, das durch eine im Ionensättigungsbereich betriebene elektrische Doppelsonde und mit der Resonanzkegelmethode gemessen wurde, wobei aus der Doppelsondenmessung die relative und aus der Resonanzkegelmessung die absolute Elektronendichte bestimmt wurde. Wie man sieht, darf in diesem Experiment der Ionensättigungsstrom der Doppelsonde als proportional zur absoluten Elektronendichte angenommen werden.

Abb.: 31 zeigt das Dichteprofil für verschiedene Entladungsströme I_A . Für Ströme $I_A \approx 2250 \text{ mA}$ nimmt die Elektronendichte schwächer als der Entladungsstrom zu. Hier wird die Kathodenschicht durch Ionenbeschuß aus dem Plasma stark aufgeheizt, wodurch sich die Elektronenemission der Kathode erhöht und damit die Entladungsspannung zwischen Anode und Kathode absinkt; dies führt dazu, daß relativ mehr Elektronen vom Gitter abgesaugt werden und nicht mehr über das Gitter hinaus gelangen.

Abb.: 32 zeigt die Abhängigkeit des Dichteprofils vom Neutralgasdruck. Brauchbar sind die Profile bei $p = 20 \text{ mPa}$ und

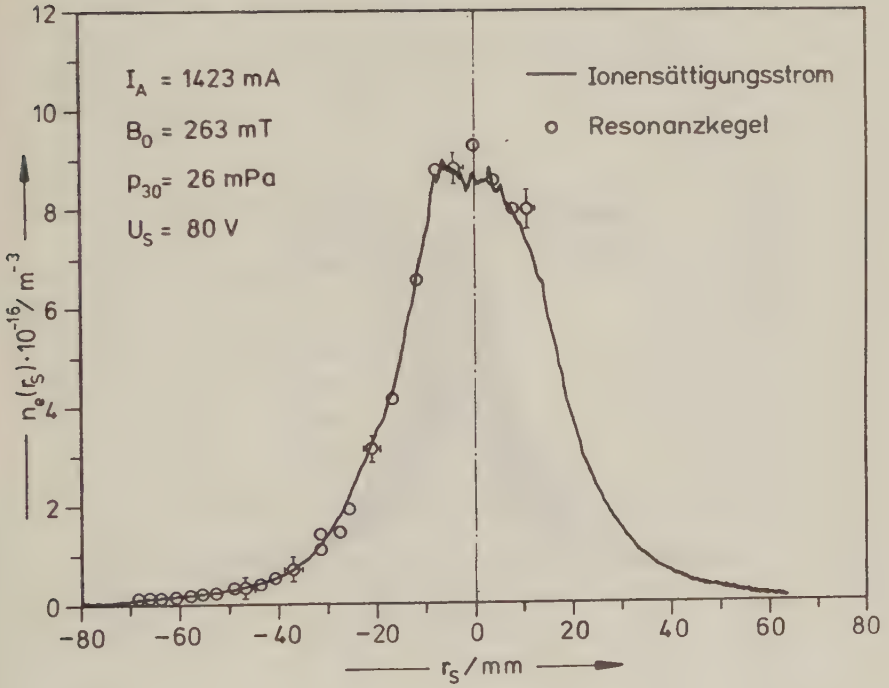


Abb.: 30

Radiales Elektronendichteprofil

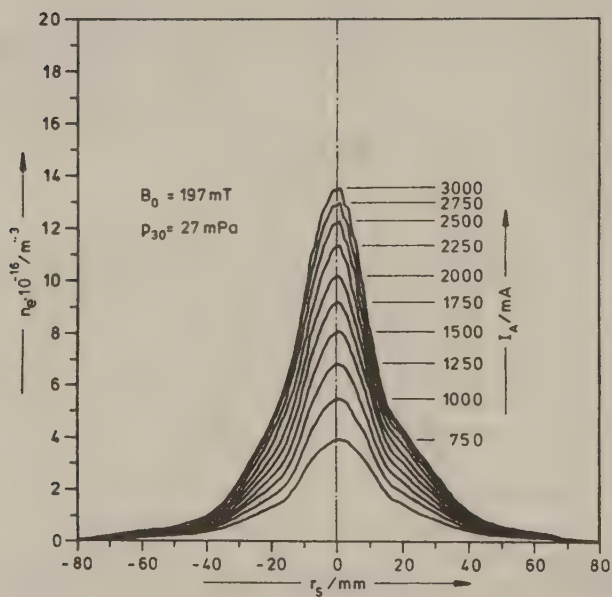
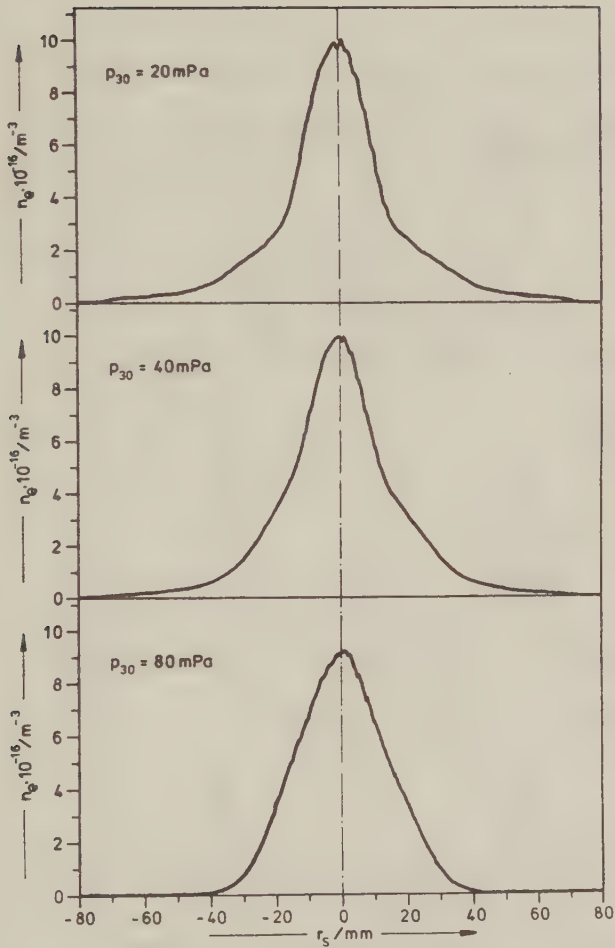


Abb.: 31

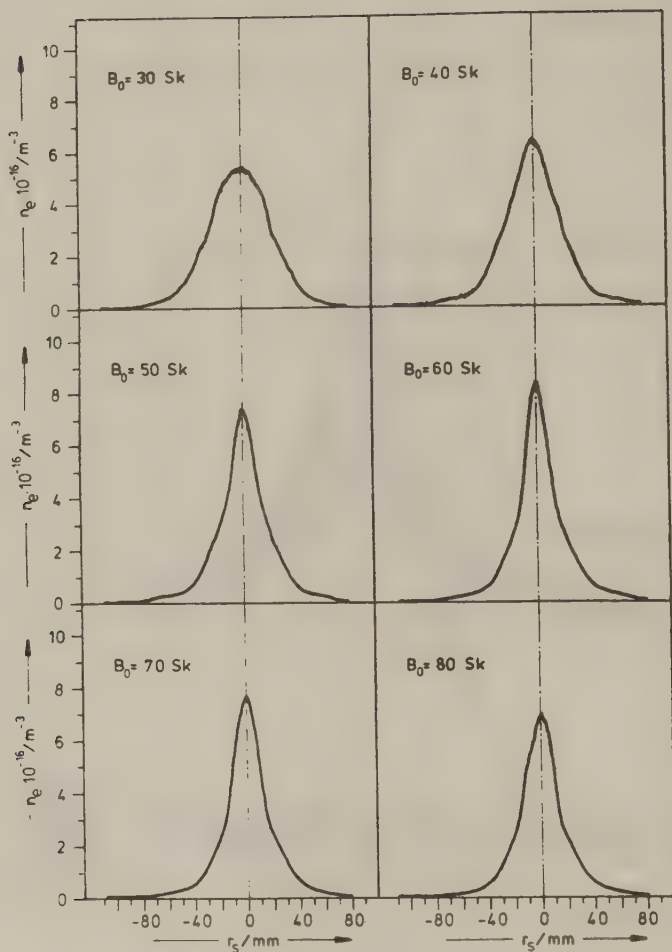
Elektronendichteprofil bei verschiedenem Anodenstrom



$B_0 = 197 \text{ mT}$, $I_A = 2015 \text{ mA}$

Abb.: 32

Elektronendichteprofil bei verschiedenem Neutralgasdruck



$B_0 = 1 \text{ Sk} \hat{=} B_0 = 3,289 \text{ mT}$, $I_A = 1503 \text{ mA}$, $p_{30} = 28 \text{ mPa}$

Abb.: 33

Elektronendichteprofil bei verschiedenem Magnetfeld

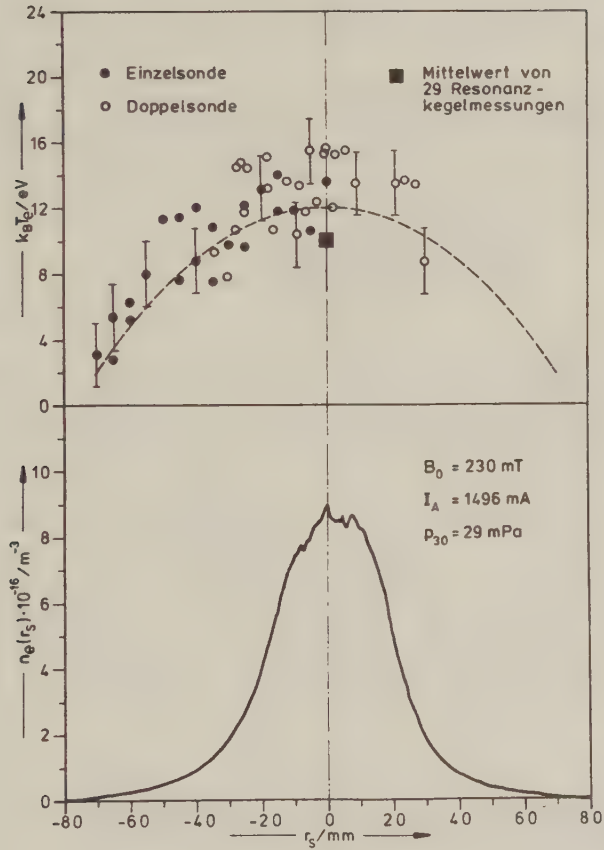


Abb.: 34

Radiales Elektronentemperatur- und Dichteprofil

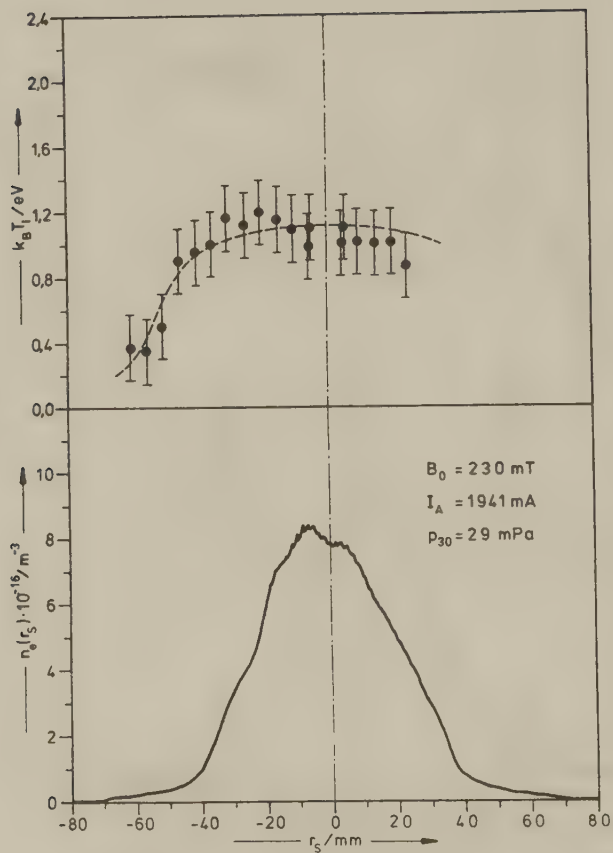


Abb.: 35

Radiales Ionentemperatur- und Dichteprofil

$P_{30} = 40$ mPa. Bei hohen Drücken ($p \geq 50$ mPa) befindet sich zwischen SW-Antenne und Plasma eine breite Zone sehr geringer Dichte, so daß das Profil für unsere Untersuchungen ungeeignet ist.

Abb.: 33 hier ist der Vollständigkeit wegen die Magnetfeldabhängigkeit des Profils wiedergegeben; das Dichteprofil wird mit zunehmendem Magnetfeld "spitzer".

5. 2. Elektronen- und Ionentemperatur

Abb.: 34 gibt Messungen zur Bestimmung des Elektronendichteprofiles wieder. Elektrische Einzel- und Doppelsonde liefern etwa gleich gute Ergebnisse, wobei die Werte aus den Doppelsonden etwas stärker streuen als die der Einzelsonde. Mittelt man über die Messungen, so ergibt sich ein parabelförmiger Temperaturverlauf mit $k_B T_e \approx 3$ eV am Plasmarand und $k_B T_e \approx 12$ eV in der Plasmamitte.

Mit der Resonanzkegelmethode wurde die Elektronentemperatur zu $k_B T_e \approx 10$ eV in der Plasmamitte bestimmt, und mit der Methode der ionenakustischen Wellen erhielten wir, ebenfalls in der Plasmamitte, Elektronentemperaturen, die mit den aus den anderen Methoden gewonnenen übereinstimmen.

Abb.: 35 zeigt das Ionentemperaturprofil, das im mittleren Bereich des Plasmas eine annähernd konstante Temperatur ($k_B T_i \approx 1$ eV) aufweist und in der Plasmarandzone steil abfällt.

5. 3. Die lokale LH-Resonanzfrequenz

In Abb.: 36 ist die lokale Lower-Hybrid-Frequenz, die aus dem Dichteprofil berechnet und mit der Resonanzkegelmethode

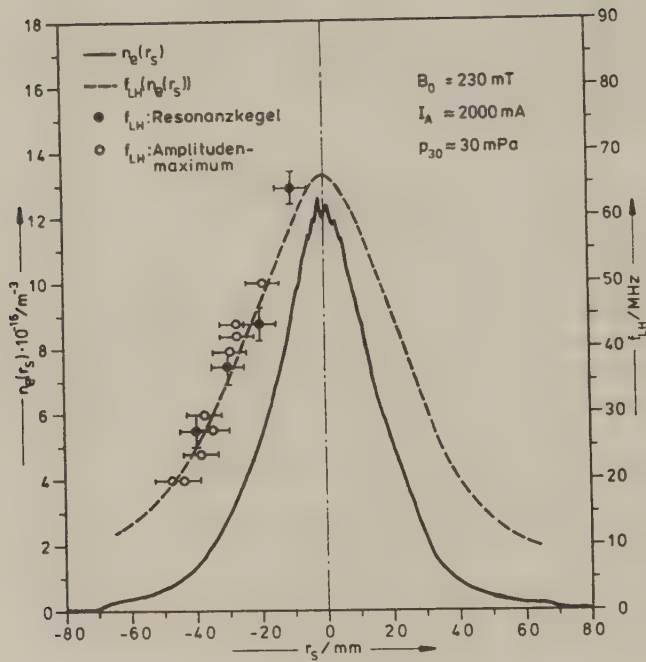


Abb.: 36

Lower-Hybrid-Frequenz als Funktion der radialen Elektronendichte

experimentell bestimmt wurde, in Abhängigkeit vom Plasma-
rand r_s eingezeichnet. Ferner sind die radialen Positionen,
bei denen in den Messungen zur Modenkonversion Amplitudenma-
xima beobachtet wurden, welche für die jeweiligen Frequenzen
die hybride Schicht markieren, eingetragen. Die Übereinstim-
mung des radialen Verlaufs, der aus der Dichte berechneten
und der experimentell bestimmten LH-Resonanzfrequenz mit den
Amplitudenmaxima beweist, daß die hybride Schicht im Ampli-
tudenmaximum des Wellenfeldes liegt.

5.4. Das HF-Rauschspektrum des Plasmas

Das HF-Rauschspektrum des Plasma wurde experimentell unter-
sucht, um in Verbindung mit der Forderung nach brauchbarem
Dichteprofil und hoher Elektronendichte ein möglichst ruhi-
ges Plasma zu finden. Abb.: 37 zeigt das Spektrum für den
Frequenzbereich von $f = 0 - 100$ MHz. Im unteren Frequenzbe-
reich erkennt man eine Amplitudenmodulation im Abstand der
Ionenzyklotronfrequenz. Die Frequenz der im oberen Frequenz-
bereich auftretenden Maxima ist magnetfeld- und dichteunab-
hängig; diese Maxima lassen sich bis $f = 2$ GHz hin verfolgen
(Abb.: 38). Die Höhe des Rauschspektrums nimmt allerdings mit
steigender Elektronendichte und fallendem Neuralgasdruck zu.
Es zeigte sich, daß bei niedrigem Rauschen auch die Dichte-
fluktuationen kleiner waren.

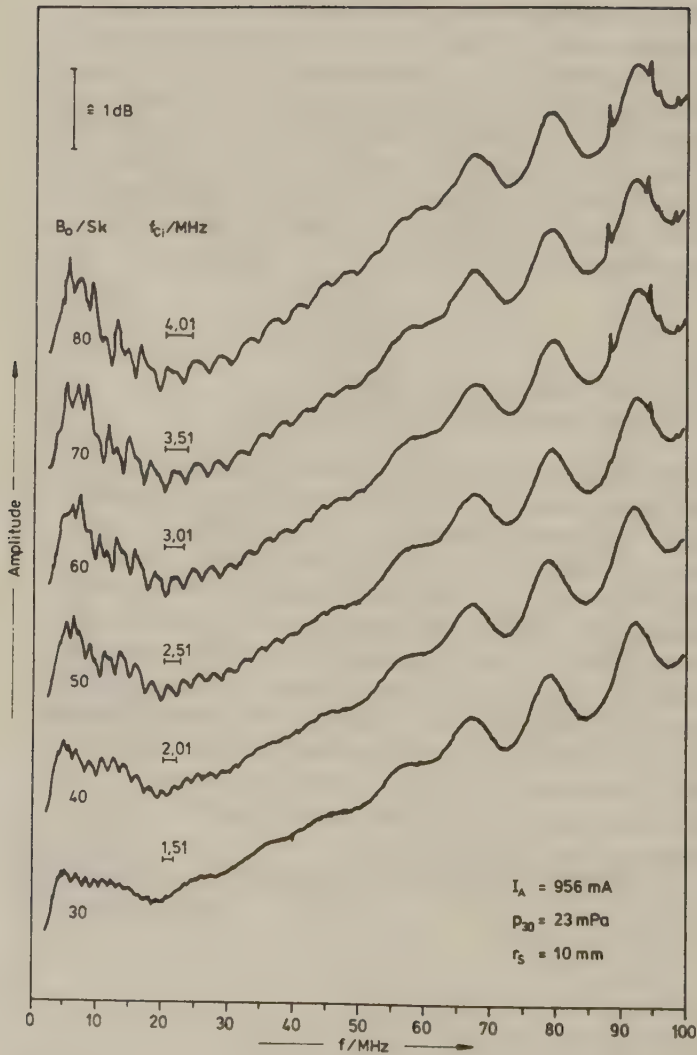


Abb.: 37
 HF - Spektrum

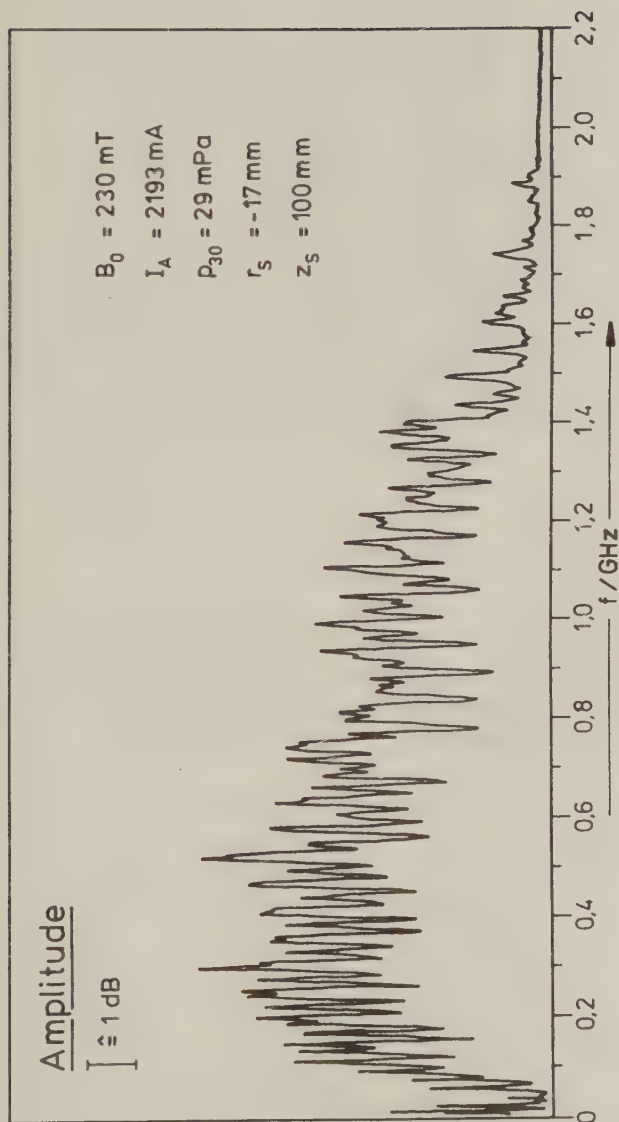


Abb.: 38
Gesamtes HF-Rauschspektrum des Plasmas

5.5. Die Kohärenz der Dichtefluktuationen

In einem realen Plasma sind stets eine Fülle von Wellen mehr oder weniger stark angeregt. Diese - hauptsächlich im niederfrequenten Bereich liegende Turbulenz (zumeist Driftwellenturbulenz) - äußert sich vor allem darin, daß die Plasmadichte fluktuiert. Da die LH-Frequenz dichteabhängig ist ($\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$) und deswegen die LH-Schicht mit diesen Dichtefluktuationen oszilliert, führt dies zu einer Dekorrelation der dort entstehenden warmen Ionen-Moden. Außerdem sollte die Kohärenz der Wellenfelder zwischen Antenne und Meßort nicht allzu stark gestört werden, da das Referenzsignal in den meisten Fällen in der Nähe der Antenne empfangen (aufgenommen) wurde. Mit zwei Sonden, die im Ionensättigungsbereich ($U_s = -40$ V) unterschiedlich positioniert waren, und und radial bzw. axial betrieben werden, wurde die Kohärenz der Dichtefluktuationen grob untersucht. Die mit einem Transientenrecorder aufgezeichneten Sondensignale (Abb.: 39 und 40) sind praktisch über die gesamte Plasmalänge und etwa über den halben Radius kohärent. Durch eine zeitaufgelöste Meßmethode (d. H. zu Zeitpunkten t_i mit $n_e(t_i) = \text{const}$), wie sie in Kap. 7.1. beschrieben ist, sollte der Einfluß der Fluktuationen zu einem großen Teil unterdrückt sein.

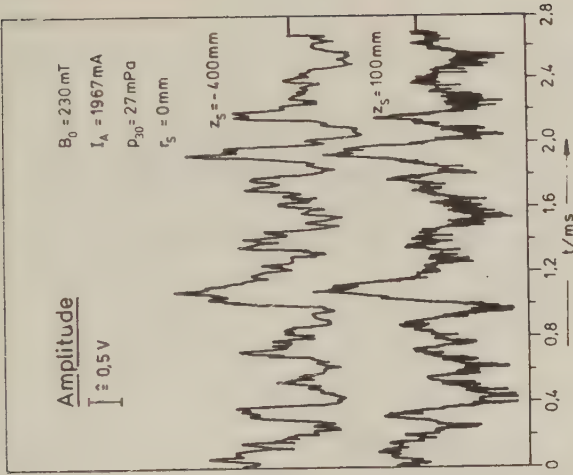


Abb.: 40
Korrelationsmessung:
Dichtefluktuationen an zwei axialen
Positionen

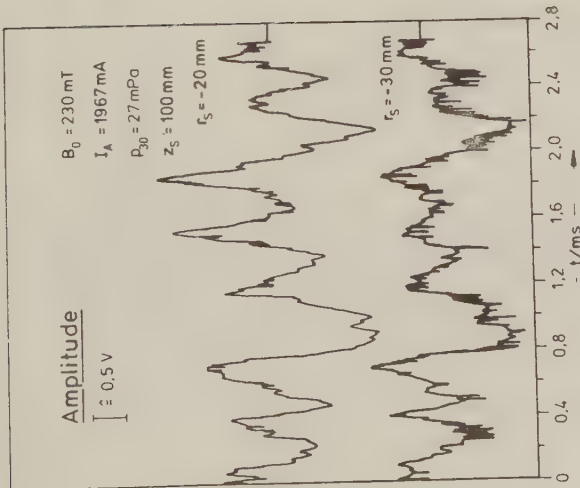


Abb.: 39
Korrelationsmessung:
Dichtefluktuation an zwei radialen
Positionen

6. Lower-Hybrid-Wellen

In diesem Experiment werden die LH-Wellen durch eine Slow-Wave-Antenne angeregt und laufen vom Plasmarand ins Plasmainnere. Wie in Kapitel 2 bereits erläutert, müssen sie die Cut-Off-Schicht am Plasmarand durchtunneln. Von der Cut-Off-Dichte n_e^{co} an, die für $f = 110$ MHz (der größten benutzten Frequenz)

$$n_e = n_e^{\text{co}}(f = 110 \text{ MHz}) = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$$

beträgt, hat die Cut-Off-Schicht eine Dicke von

$$d^{\text{co}} < 0,5 \text{ mm} \ll \lambda_{\perp}^{(\text{Rand})}$$

Die Akzessibilitätsbedingung ist in diesem Experiment auch sehr gut erfüllt:

$$N_{\parallel}^2 > 1 + \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 = \omega_{UH}^2)}{\omega_e^2}$$

$$\text{mit} \quad \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 = \omega_{UH}^2)}{\omega_e^2} = \mathcal{O}(1)$$

$$\text{und} \quad N_{\parallel}^2 \geq 225.$$

Somit sollte die HF-Energie sehr gut eingekoppelt werden können. Zur guten Einkopplung trägt ferner das Glasrohr zwischen den Ringen der SW-Antenne und dem Plasma bei, da infolge der gegenüber dem Vakuum doppelt so großen Dielektrizitätskonstanten des Glases, das elektrische Feld plasmaseitig konzentriert ist. Die Güte der Energieeinkopplung wird bestimmt, indem man die der SW-Antenne angebotenen mit der von ihr reflektierten Leistung vergleicht (Abb.: 41).

Im Frequenzbereich von $f = 1 - 110$ MHz wird weniger als 10 % der angebotenen Leistung reflektiert und bei der Vernachlässigung ohmscher Verluste in den Leitungen und der SW-Antenne, gelangen 90 % der HF-Leistung in das Plasma. Die Einkopplung ist nur in sehr geringem Maße von den eingestellten Plasmamparametern abhängig.

Abb.: 42 gibt den Parameterbereich wieder, in dem LH-Wellen beobachtet werden. Da die LH-Wellen vom Plasmarand - also von kleinen Dichten - in das Plasmainnere bis zur LH-Schicht laufen,

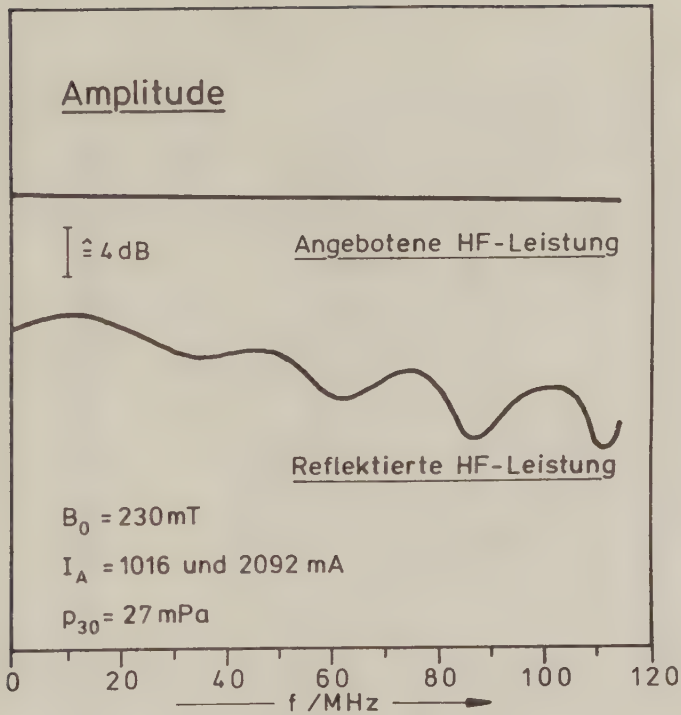


Abb.: 41

HF-Eigenschaften der Slow-Wave-
Antenne mit Plasma

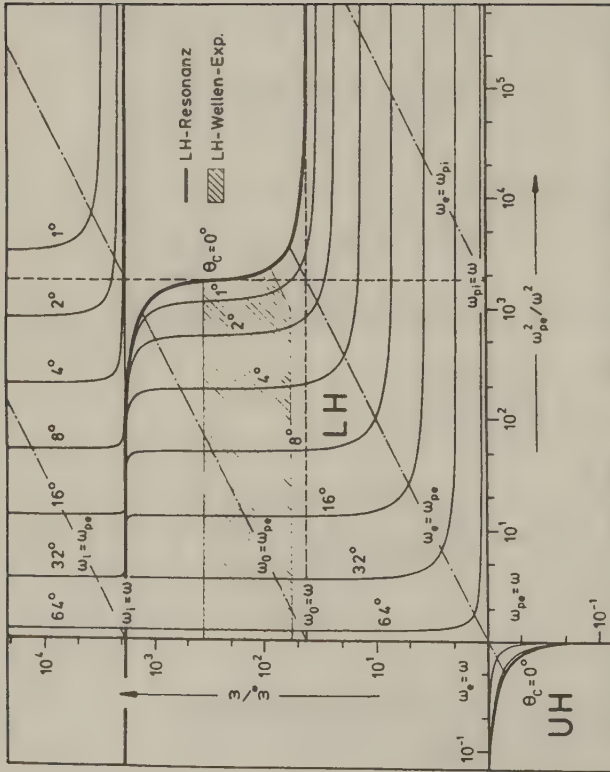


Abb.:42
Existenzgebiet der Resonanzkegel für ein Wasserstoffplasma

stellt sich der Weg der LH-Welle in diesem Graph als waagerechte Linie im schraffierten Gebiet dar. Für Frequenzen $f \geq 80$ MHz ist die Plasmadichte im Experiment kleiner als die zur Frequenz gehörige LH-Dichte; für diese Wellen existiert die LH-Resonanz nicht, so daß keine Modenkonversion möglich ist.

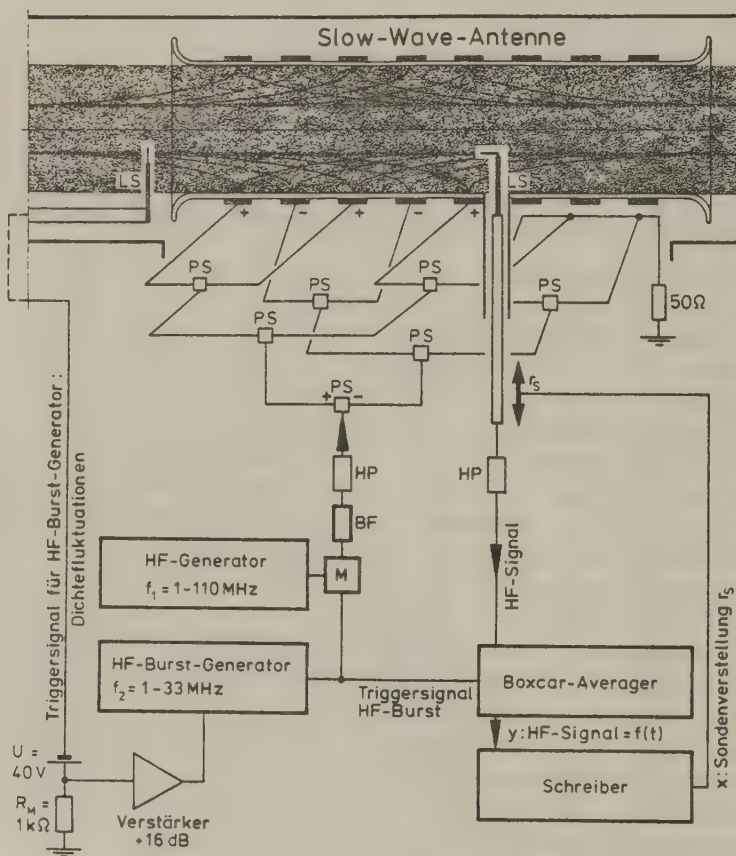
6. 1. Nachweis der rückwärtsgerichteten Phasengeschwindigkeit

Eine wichtige Eigenschaft des Dispersionsverhaltens der LH-Wellen ist, daß Phasen- und Gruppengeschwindigkeit aufeinander senkrecht stehen (Kap. 2). Dies bedeutet, daß die radialen Komponenten beider Geschwindigkeiten in entgegengesetzte Richtung weisen. Die Energie läuft aber mit der Gruppengeschwindigkeit von der SW-Antenne aus in das Plasmaminnere, so daß die Phasengeschwindigkeit von innen nach außen laufen muß.

Abb.: 43 zeigt das Meßprinzip, das beim Nachweis der LH-Welle als Rückwärtswele angewendet wurde /6.1/. Diese Messungen wurden innerhalb der SW-Antenne durchgeführt; hierbei wurden allerdings nur die fünf Ringe links von der Empfangssonde mit HF-Leistung gespeist. Elektrisch bestand die SW-Antenne somit aus fünf Ringen, und die Messungen wurden in unmittelbarer Nähe des letzten Rings durchgeführt. Beide Maßnahmen waren notwendig, da bei Belegung aller Ringe mit HF-Leistung die drei rechten Ringe elektrisch antisymmetrisch zu den drei der Empfangssonde nächsten linken Ringen wären. Sieht man einmal von den beiden äußeren Ringen auf der linken Seite ab, so würde sich die Empfangssonde im wesentlichen auf einer Äquipotentiallinie bewegen und das Empfangssignal wäre Null. Aus konstruktiven Gründen konnte keine Sonde nahe den Endringen der SW-Antenne platziert werden. Um die radiale Wellenstruktur jedoch auflösen zu können, mußte diese Methode angewendet werden.

Die Messungen wurden wie folgt durchgeführt:

Ein Frequenzmischer (Mixer), der von einem im CW-Betrieb arbeitenden HF-Generator (f_1) und einem HF-Funktionsgenerator (f_2), der einen kurzen HF-Burst (1,5-10 Perioden) aussendet,



BF: Einstellbarer Bandfilter

HP: Hochpaß

LS: Langmuir-Sonde

M: Mixer: $f = f_1 \pm f_2$

PS: Power-Splitter

Abb.: 43

Meßprinzip beim Nachweis der
LH-Welle als Rückwärtswelle

gespeist wird, erzeugt ein Mischsignal bei den Frequenzen

$$f = f_1 \pm f_2.$$

Dieses Signal wird über ein einstellbares Bandfilter, das nur eine der beiden Frequenzen durchläßt, der SW-Antenne zugeführt, die dieses Signal in das Plasma einkoppelt. Die Empfangs-sonde innerhalb der SW-Antenne mißt das radiale HF-Potential, welches von dieser dem Boxcar-Averager zugeleitet wird. Der Boxcar-Averager wird mit dem HF-Burst angetriggert und registriert mit zeitlich einstellbarer Verzögerung das Sondensignal. Die Verzögerungszeit (t_z) ergibt sich aus der Differenz der Laufzeiten, die der HF-Burst für den Weg durch das Plasma (t_p) und den direkten Weg (t_d) zum Boxcar-Averager braucht:

$$t_z = t_p - t_d$$

Ein Schreiber zeichnet das vom Boxcar-Averager registrierte HF-Sondensignal in Abhängigkeit von der radialen Sondenposition auf. Man erhält so die in Abb.: 44 gezeigte oberste Kurve. Um die rückwärtsgerichtete Phasengeschwindigkeit nachzuweisen, ist es notwendig, zeitlich durch Vergrößern der Verzögerungszeit und eine kleine Zeit Δt die Periode genügend fein abzutasten.

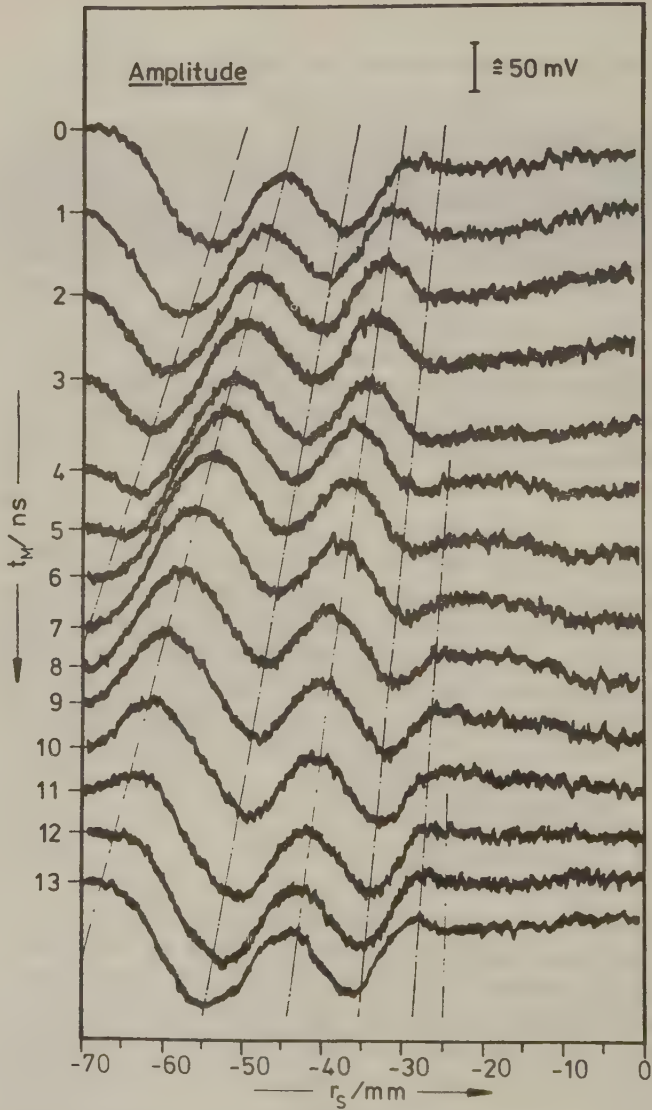
$$t_z = (t_p - t_d) + t_M,$$

wobei $t_M = n\Delta t$, $\Delta t < T/4$, $T = 1/f$ ist.

Auf diese Art werden die unteren Kurven erhalten.

In Abb.: 44 sieht man, wie für größere Zeiten t_M Maxima und Minima der Wellenzüge zum Plasma streben, womit die LH-Welle als Rückwärtswelle experimentell verifiziert ist. Ferner erkennt man, daß die Wellenlänge vom Plasmarand zur Plasmamitte hin kürzer wird. Auch dies ist eine wichtige Eigenschaft der LH-Welle.

Ich möchte noch bemerken, daß der HF-Burst-Generator durch die Dichtefluktuations getriggert wird.



$f = 75 \text{ MHz}$, $I_A = 456 \text{ mA}$, $B_0 = 263 \text{ mT}$, $p_{30} = 26 \text{ mPa}$

Abb.: 44

Einlaufende LH-Welle („Rückwärtswelle“)

Dies erlaubt Messungen bei zeitlich konstanter Plasmadichte, da die Zeitskala der Dichtefluktuationen (T_f) sehr groß gegen die Verzögerungszeit (t_z) ist:

$$T_f \gg t_z .$$

6. 2. Verifikation der Dispersionsbeziehung

Bevor wir uns mit dem Nachweis der Modenkonversion befassen, muß zunächst die Dispersionsbeziehung für die LH-Wellen überprüft werden. Das dazu benutzte Meßprinzip zeigt Abb.: 45 . Die SW-Antenne wurde wie in dieser Abildung gezeigt und mit doppelter paralleler Wellenlänge (Beschaltung der Ringe: ++--++--) betrieben. Bei diesen Messungen wird die SW-Antenne von dem in CW-Betrieb arbeitenden HF-Generator gespeist. Die Nachweisdiagnostik ist als Interferometer aufgebaut, dessen zentrale Einheit ein empfindlicher Netzwerkanalysator ist. Dieser vergleicht das von der HF-Sonde (Langmuir-Typ) im Plasma empfangene Testsignal mit dem - durch eine kleine Antenne in der Nähe des letzten Ringes der SW-Antenne empfangenen - Referenzsignal in Amplitude und Phase. Der Boxcar-Averager, der wieder mit den Dichtefluktuationen getriggert wird, registriert wahlweise Amplitude oder Phase bei zeitlich konstanter Plasmadichte. Bei diesen Messungen ist die Verzögerungszeit (t_z) nur durch die interne Zeit des Boxcar-Averagers bestimmt, da Signallaufzeiten hier nicht zu berücksichtigen sind. Der Boxcar-Averager registriert somit Amplitude oder Phase praktisch zum Triggerzeitpunkt. Beide Größen wurden wieder von einem Zweikanalschreiber in Abhängigkeit der radialen Sondenpositionen aufgezeichnet.

Abb.: 46 zeigt den radialen Amplituden- und Phasenverlauf, die hier beide ohne Boxcar gemessen wurden. Beide Verläufe zeigen eine Variation in der Signalthöhe, deren Maxima im Abstand einer radialen Wellenlänge liegen. Während der Phasenverlauf das erwartete Verhalten hat, ist dies beim Amplitudenverlauf nicht der Fall.

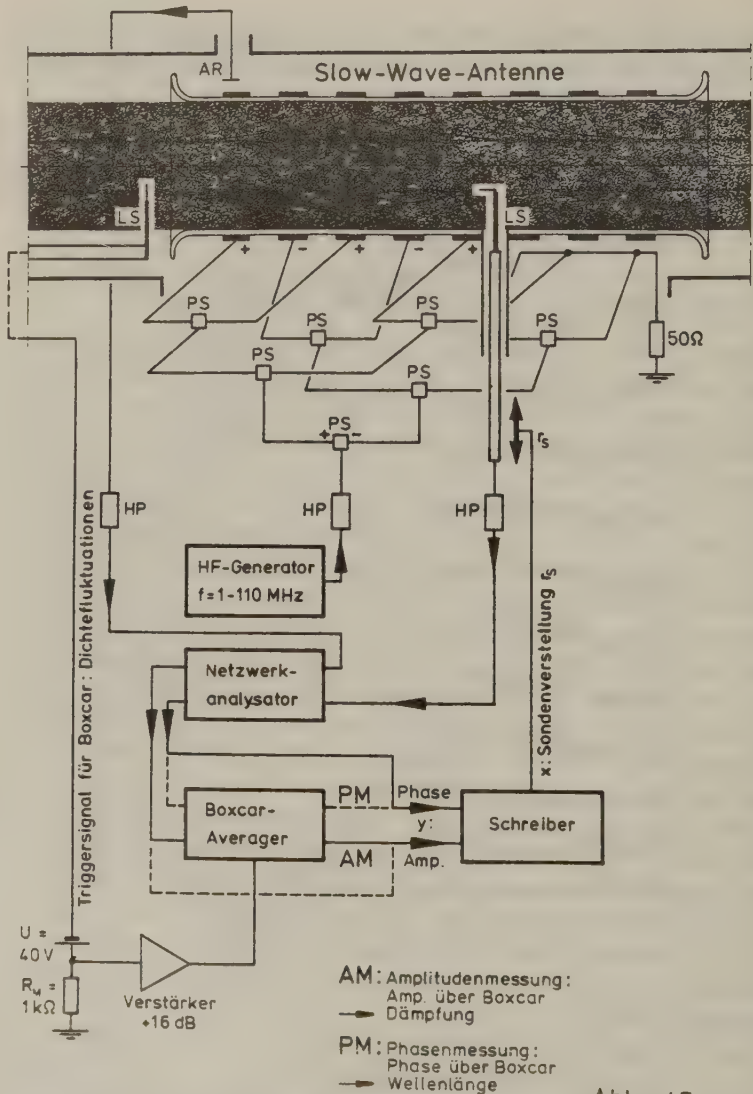


Abb.: 45
Prinzip der
LH-Wellen-
messung

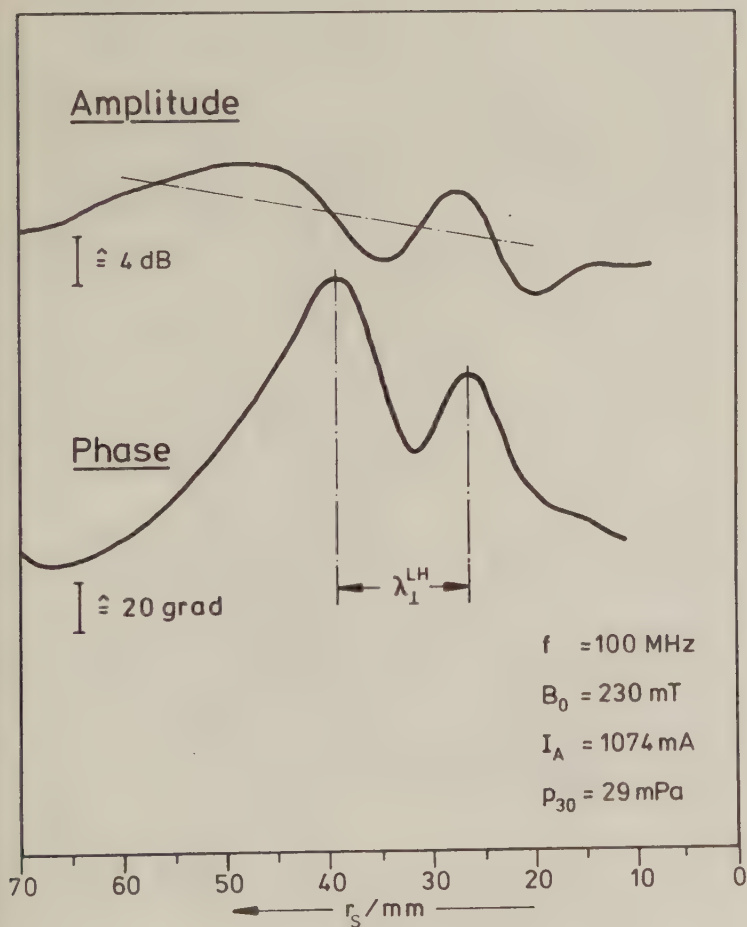


Abb.: 46

Radiales HF-Profil innerhalb der Slow-Wave-Antenne

Man würde bei diesem einen monoton fallenden Verlauf (strich-punktierte Linie) erwarten. Die Modulation der Amplitude ist darauf zurückzuführen, daß die Empfangssonde bei diesen Mes-sungen sehr nahe an den Senderingen vorbei in das Plasma ein-geführt wurde. Deswegen enthält das Testsignal auch einen - unerwünschten - Anteil, der direkt von der SW-Antenne auf die Empfangssonde gekoppelt wurde. Nimmt man an, daß dieses Signal ortsunabhängig ist ($k = 0$), so erkennt man leicht, daß die Amplitude mit der Wellenlänge variiert:

$$A(k_{\perp}, t) = A_1 e^{-i(\omega t - k_{\perp} r)} + A_2 e^{-i\omega t}$$

$$|A(k_{\perp})| = (A(k_{\perp}) \cdot A(k_{\perp})^*)^{1/2}$$

$$|A(k_{\perp})| = (A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos k_{\perp} r)^{1/2}$$

für

$$A_1 \gg A_2 \text{ oder } A_1 \ll A_2 \quad \text{erhält man}$$

$$|A(k_{\perp})| \approx A_{1,2} + A_{2,1} \cos k_{\perp} r$$

Das bedeutet, daß die Komponente $k_{\perp}$ der LH-Wellen sowohl aus dem Amplituden- als auch aus dem Phasenverlauf bestimmt wer-den kann. Wegen der schärferen Signalmaxima wurde $k_{\perp}$ haupt-sächlich aus dem Phasenverlauf ermittelt. (Abb.: 47).

Als zweite Größe mußte zu jedem erhaltenen Wert $k_{\perp}$ die zuge-hörige Hybridfrequenz ω_{LH} mit Hilfe der Beziehung (2-29), unter Berücksichtigung des Dichteprofiles, bestimmt werden.

Die gute Verifikation der Dispersionsbeziehung für die LH-Well-en ist in Abb.: 48 wiedergegeben.

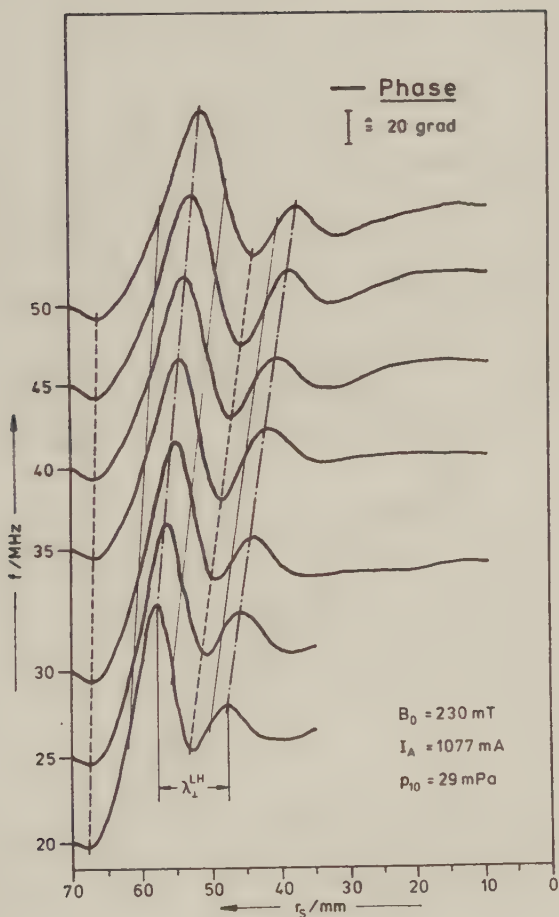


Abb.: 47

Phasenmessungen zur Verifikation des
Dispersionsverhaltens der LH-Wellen

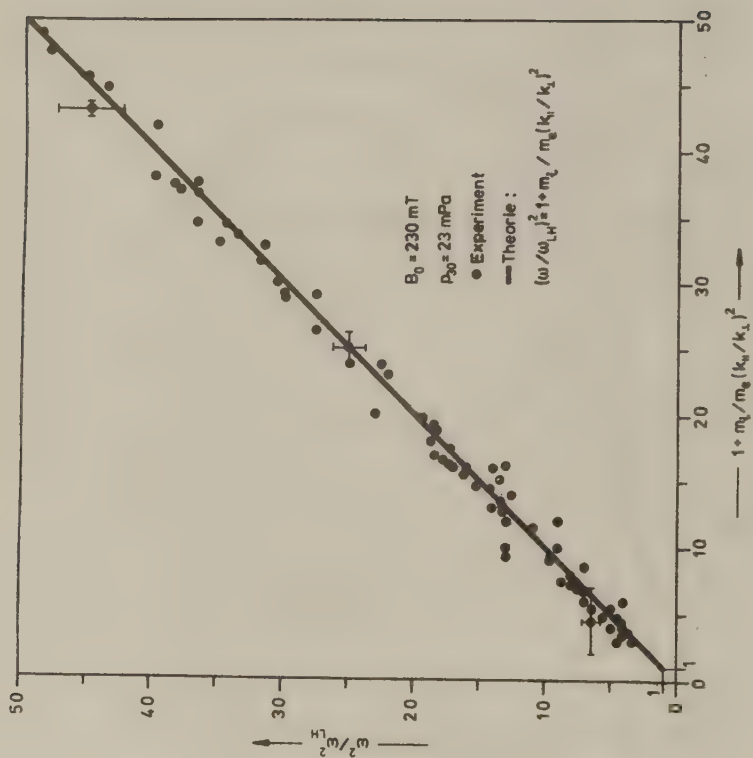


Abb.: 48
 Dispersionsverhalten der LH-Wellen

6. 3. Die Dämpfung der LH-Wellen

Untersuchungen über die Größe der Dämpfung und deren Mechanismen ist für die Zukunft der LH-Heizung von größter Bedeutung. Diese Untersuchungen geben Aufschluß darüber, wo und unter welchen Betriebsparametern die jeweiligen Teilchen geheizt werden und ob genügend Energie bis zur hybriden Schicht vordringt, um eine bevorzugte Ionenheizung durch die Ionen-Plasma-Mode bzw. Ionen-Bernstein-Mode zu gewährleisten. In unserem Experiment stand zunächst die Frage im Vordergrund, ob überhaupt noch genügend Energie die hybride Schicht erreicht, um dort noch die Ionen-Plasma-Mode anregen zu können. Das zur Bestimmung der Dämpfung verwendete Meßprinzip wurde bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben und ist in Abb.: 41 dargestellt. Bei diesen Messungen wurde die SW-Antenne mit der in dieser Abb. eingezeichneten Schaltung betrieben.

Abb.: 49 und 50 geben einige Amplitudenmessungen wieder. $k_{\perp} = k_{\perp}^T$ wurde aus dem Abstand der Amplitudenmaxima und $k_{\perp}^i$ aus der Neigung des mittleren Amplitudenverlaufs im Bereich der Amplitudenmaxima bestimmt. Diese Methode ist jedoch nur für ein homogenes, ebenes Plasma richtig. Bei Anwendung auf unser inhomogenes, zylindrisches Plasma entsteht erstens ein Fehler dadurch, daß wegen der Zylindergeometrie die Amplitude unter Vernachlässigung von Stößen zur Plasmamitte hin ansteigt, bzw. bei Berücksichtigung der Stöße schwächer abfällt. Schätzt man diesen Effekt ab, erhält man eine um 5 - 10 % zu kleine Dämpfung. Da jedoch die experimentellen Werte sehr stark streuen, wurde auf die Korrektur dieses Fehlers verzichtet; zur Berechnung der Dämpfung wurde die einfache Beziehung:

$$x = 20 \lg \frac{A_2}{A_1} = 20 \lg (e^{-k_{\perp}^i (r_1 - r_2)})$$

mit

$$A_2 = A_1 e^{-k_{\perp}^i (r_1 - r_2)}$$

benutzt.

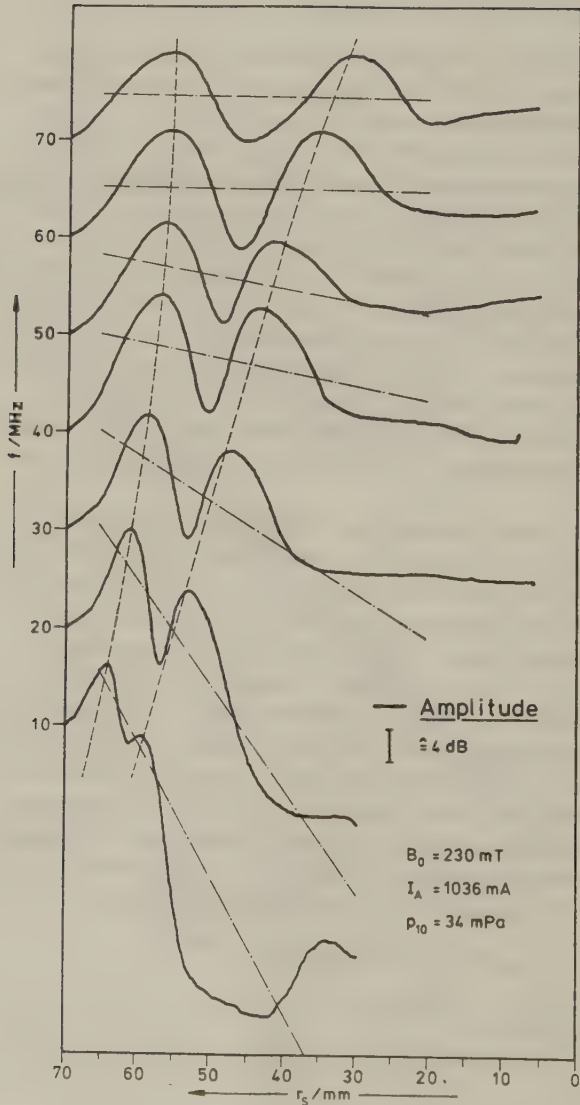


Abb.: 49

Amplitudenmessungen zur Bestimmung der
Dämpfung der LH-Wellen

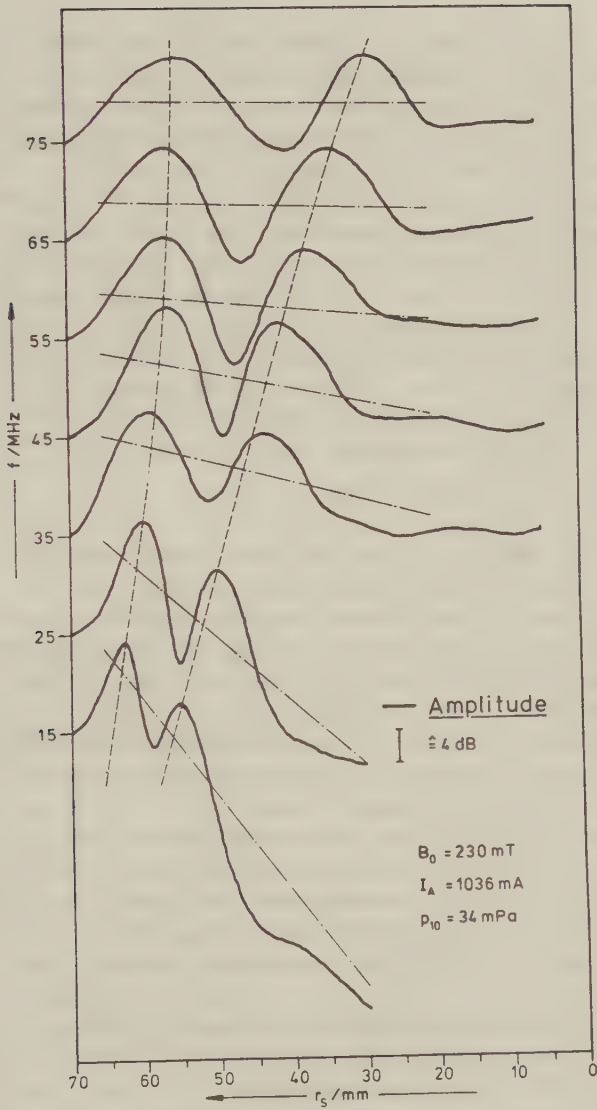


Abb.: 50

Amplitudenmessungen zur Bestimmung der
Dämpfung der LH-Wellen

Abb.: 51 zeigt die experimentell und theoretisch bestimmte relative Dämpfung k_L^e/k_L^r in Abhängigkeit von der Frequenz. Die theoretischen Kurven wurden mit dem gemessenen Elektronentemperaturprofil und der sich aus dem Neutralgasdruck ergebenden Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz (SD) berechnet.

Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment zeigt sich deutlich. Insbesondere folgen die experimentellen Werte der bei $f \approx 30$ MHz rapide einsetzenden Elektronen-Landau-Dämpfung. (ELD). Für größere Frequenzen streuen die Werte stark, folgen jedoch dem durch die Stoßdämpfung gegebenen Verlauf.

Die Größe der Dämpfung in diesem Bereich, wird durch Resonanzkegelmessungen bestätigt (Kap.4.5). Bei diesen stimmen experimenteller und theoretischer Amplitudenverlauf unter der Annahme einer effektiven Stoßfrequenz ($\gamma_{e,eff.}$) (2-30) von

$$\gamma_{e,eff.} \approx 2 \gamma_e$$

grob überein.

Die Dämpfung bei hohen Frequenzen ist dennoch unerwartet niedrig, da man wegen der relativ großen Dichtefluktuationsanomalie Dämpfung erwartet. Bei anderen Experimenten im LH-Bereich ist diese Dämpfung, die auf der Kopplung der eingestellten Wellen mit Dichtefluktuationsanomalien beruht, erheblich größer als die normale Stoßdämpfung. Einen Hinweis auf die relativ kleine anomale Dämpfung geben Messungen des niederfrequenten und hochfrequenten Spektrums im Bereich der eingekoppelten LH-Welle (Pumpfrequenz). Das niederfrequente Spektrum wurde mit einer Langmuir-Sonde, die im Ionensättigungsbereich betrieben wurde, das hochfrequente mit einer floatenden Sonde aufgenommen. Aus Abb.: 52 ersieht man, daß die Frequenzpeaks des niederfrequenten Spektrums in den Seitenbändern nicht wiederzufinden sind. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß zu diesen Peaks niederfrequente Moden mit großer Wellenlänge gehören, die nur eine schwache Kopplung mit der Pumpwelle bewirken. Die Wellenlängenmessung wurde durch Aufnahme der Fluktuationen an zwei verschiedenen Positionen durchgeführt. Weitere Hinweise für die vorhandene anomale Dämpfung erhielten wir aus dem radialen Verlauf des Verhältnisses von Seitenbandenergie (ϵ_s)

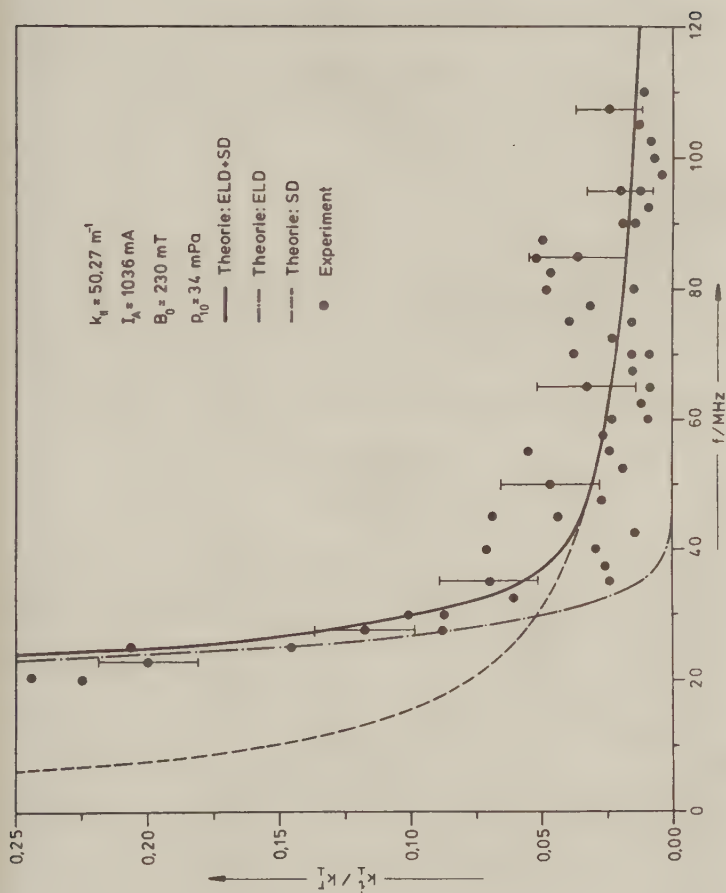


Abb.: 51 Dämpfung der LH-Wellen

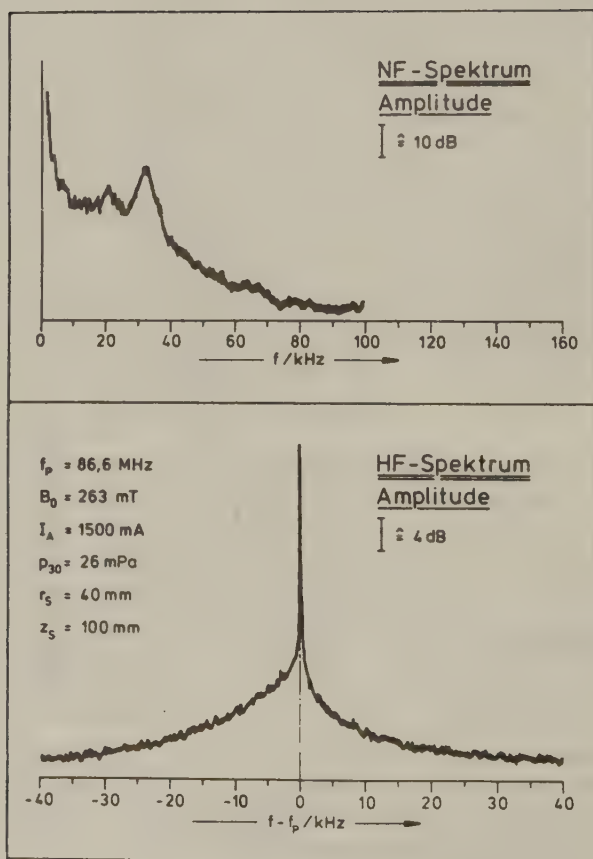
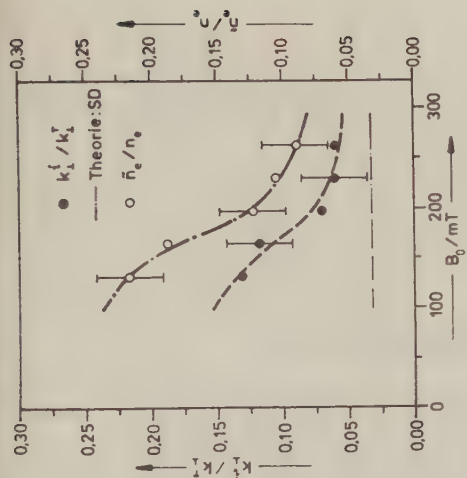


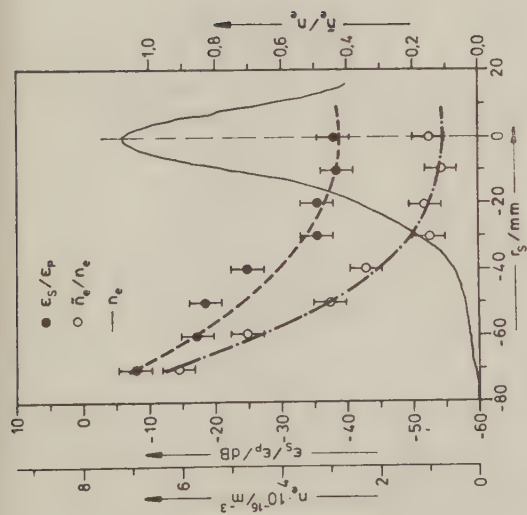
Abb.: 52



$f = 86.6 \text{ MHz}$, $I_A = 957 \text{ mA}$, $p_{30} = 26 \text{ mPa}$, $r_s = -15 \text{ mm}$ ($\bar{n}_e / n_e$)

Abb.: 54

Dämpfung der LH-Welle und Verhältnis
der Fluktuationsamplitude zur Elektro-
nendichte als Funktion des statischen
Magnetfeldes



$f_p = 86.6 \text{ MHz}$, $B_0 = 26.3 \text{ mT}$, $I_A = 1556 \text{ mA}$, $p_{30} = 26 \text{ mPa}$

Abb.: 53

Radialer Verlauf des Verhältnisses von
Seitenband- zu Pumpenergie sowie der
Fluktuationsamplitude zur Elektronendichte

zu Pumpenergie ($\mathcal{E}_p$), des Verhältnisses der Fluktuationsamplitude ($\tilde{n}_e$) zur Elektronendichte (n_e) (Abb.: 52) sowie der Magnetfeldabhängigkeit von Dichtefluktuationen und Wellendämpfung (Abb.: 54).

6. 4. Zusammenfassung der LH-Untersuchungen

Die Untersuchungen des Ausbreitungs- und Dämpfungsverhaltens der LH-Welle stehen in gutem Einklang mit der Theorie. Die LH-Welle wurde als Rückwärtswelle nachgewiesen und die Dispersionsbeziehung für diese Wellen konnte verifiziert werden. Bei Frequenzen unter $f \approx 30$ MHz werden die LH-Wellen durch starke Elektronen-Landau-Dämpfung in den äußeren Zonen des Plasmas gedämpft. Dort nehmen die Elektronen die Energie der hochfrequenten Wellen auf. Im Frequenzbereich

$$30 \text{ MHz} < f \leq 110 \text{ MHz}$$

sind Stoßdämpfung und anomale Dämpfung durch Kopplung mit bzw. Streuung an Dichtefluktuationen - beide etwa in gleicher Größenordnung vorherrschend. Aus der experimentell bestimmten Dämpfung läßt sich abschätzen, daß etwa 40-60 % der von der SW-Antenne in das Plasma eingekoppelten Leistung die hybride Schicht erreichen und dort zur Anregung der Ionen-Plasma-Mode zur Verfügung stehen, sofern ELD keine Rolle spielt.

7. Die Modenkonversion

Für die Anregung der warmen Ionen-Plasma-Mode (IP-M.) bzw. der Ionen-Bernstein-Mode (IB-M.) durch Konversion der LH-Wellen sind hohe Werte der Plasmamaparameter

$$\frac{\omega_e}{\omega} > \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \approx 43$$

und

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \geq \frac{m_i}{m_e} \approx 2000$$

notwendig (vgl. Abb. 42).

Der nutzbare Frequenzbereich ist durch das maximale Magnetfeld $B_0 = 270$ mT und die maximale Elektronendichte $n_e \approx 1,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ nach oben und durch die Elektronen-Landau-Dämpfung nach unten eingeschränkt (Abb.: 55) und beträgt $f = \omega/2\pi = 30\text{-}70$ MHz.

7. 1. Das Meßverfahren

Zum Nachweis der warmen IP-Mode vor der hybriden Schicht wurde das in Abb.: 55 gezeigte Meßprinzip benutzt. Es entspricht bis auf zwei wichtige Details weitgehend dem in Kap. 6.2. beschriebenen. Diese sind

- a) die Verwendung der doppelt verstellbaren Mehrfachsonde
- b) die erhöhte Auflösung der Phasenmessung.

Die doppelt verstellbare Mehrfachsonde gestattet die Messung der Dichtefluktuationen durch Langmuir-Sonde, die unmittelbar vor der hybriden Schicht positioniert wird und sehr nahe (≈ 7 mm) der gegen dieser radial verschiebbaren HF-Empfangs-sonde steht. Da die Fluktuationen über sehr viel größere Distanzen gut korreliert sind, sind sie bei der kleinen Distanz zwischen Langmuir- und HF-Sonde besonders gut korreliert, wodurch die die Phase mit Hilfe des Boxcar-Averagers bei zeitlich konstanter Dichte registriert werden kann. Die Lage

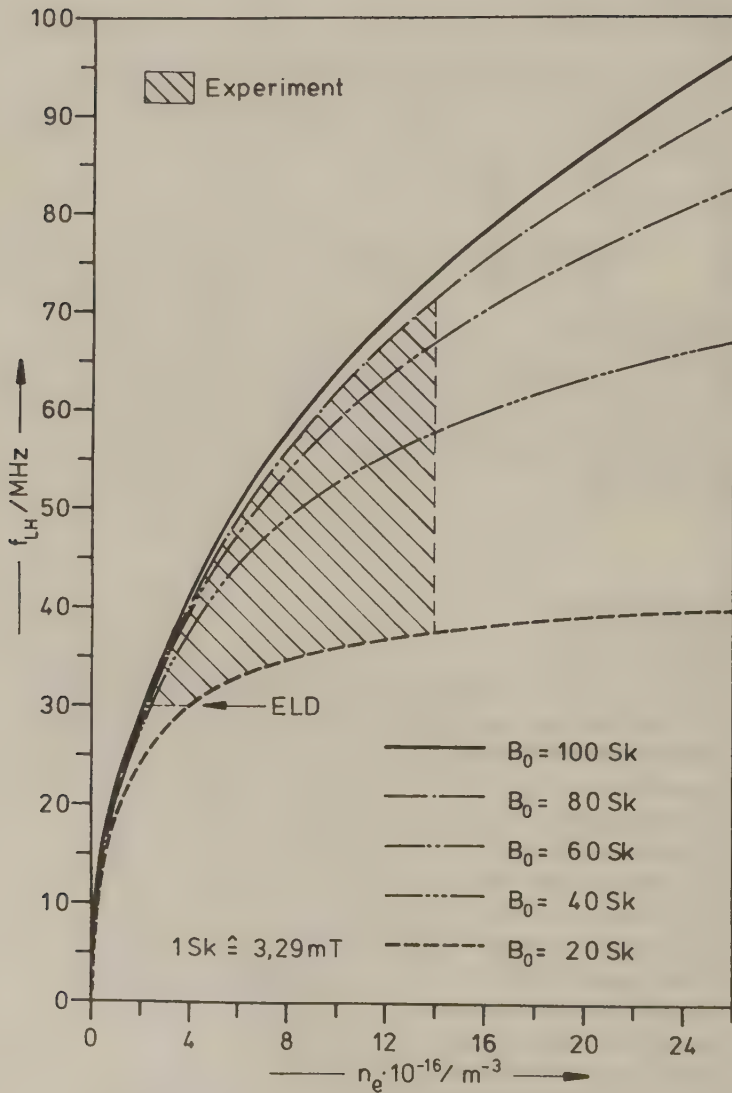


Abb.: 55

Dichteabhängigkeit der LH-Resonanzfrequenz

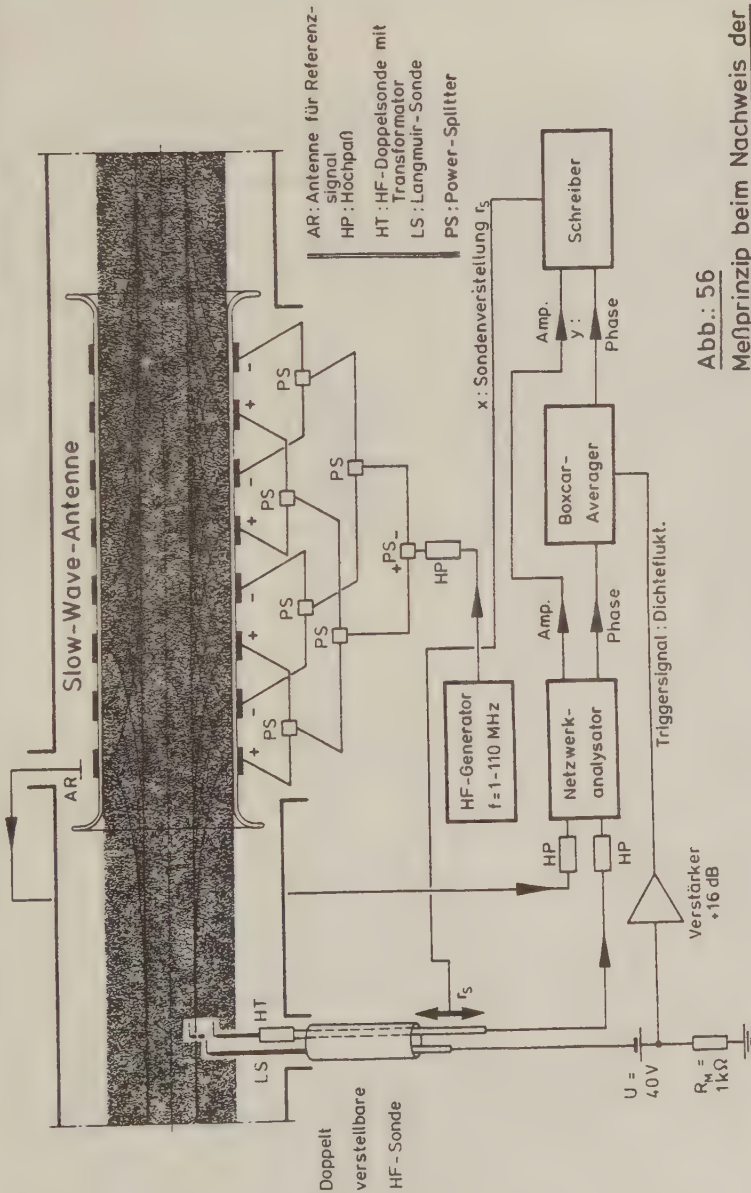


Abb.: 56

Meßprinzip beim Nachweis der warmen Ionen - Plasma - Mode

der LH-Schicht hängt von der Plasmadichte ab, so daß diese Schicht und damit auch die Konversionszone synchron mit den Dichtefluktuationen oszilliert. Dies führt zu einer Dekorrelation der dort entstehenden IP-Moden. Deswegen ist es notwendig, diese Moden korreliert mit den Fluktuationen zu messen; der Boxcar mußte also mit den Dichtefluktuationen getriggert werden. Führt man mit dieser Methode die Phasensmessungen durch, beobachtet man auf dem "makroskopischen" Phasensignal eine feine Modulation, aus der die Wellenlänge der IP-Mode ermittelt werden kann. Da jedoch die Phasenänderung im Bereich der hybriden Schicht sehr groß ($\Delta\varphi \approx 90^\circ$), die Phasenmodulation durch die IP-Mode aber recht klein ist, wurde der große Phasenhub durch ein Differenzverfahren eliminiert. Die Subtraktion des mit Fluktuationen korrelierten Phasensignal vom nicht korrelierten Signal ergibt ein Phasensignal, in dem die Modulation durch die IP-Mode bei genügend starker Vergrößerung gut erkennbar ist. Dies wurde meßtechnisch wie folgt realisiert: (Abb.: 57)

Das Phasensignal des Netzwerkanalysators (Zeitauflösung $t_N \approx 0,5$ ms) wird auf die beiden Integrator-Einschübe des Boxcar-Averagers gegeben. Der Einschub A registriert das Phasensignal mit sehr kleiner Verzögerungszeit ($t_Z^A \approx 0,05$ ms) und kleiner Gatezeit ($t_F^A \approx 0,015$ ms). Der Einschub B registriert dagegen das Phasensignal mit den Zeiten $t_Z^B \approx 1$ ms und $t_F^B \approx 0,8$ ms. Wegen der großen Verzögerungszeit ist das B-Signal nicht mehr mit den Dichtefluktuationen korreliert.

Der Boxcar wird nun auf die Differenz-Mode eingestellt und das Ausgangssignal auf einen Schreiber gegeben. Mit dieser Methode ist es möglich, äußerst empfindliche Phasenmessungen durchzuführen. Neben dem Phasensignal wurde auch noch das vom Netzwerkanalysator direkt stammende Amplitudensignal in Abhängigkeit von der Sondenposition aufgezeichnet. Der radiale Amplitudenverlauf gibt uns Aufschluß über die Lage der hybriden Schicht, die Ausgangspunkt der zum Plasmarand laufenden IP-Mode ist. Wie Resonanzkegelmessungen (Kap. 5.3.) zeigen, fallen hybride Schicht und Amplitudenmaximum zusammen. Deshalb muß die durch die IP-Mode erzeugte Phasenmodulation diesseits des Amplitudenmaximums zu beobachten sein.

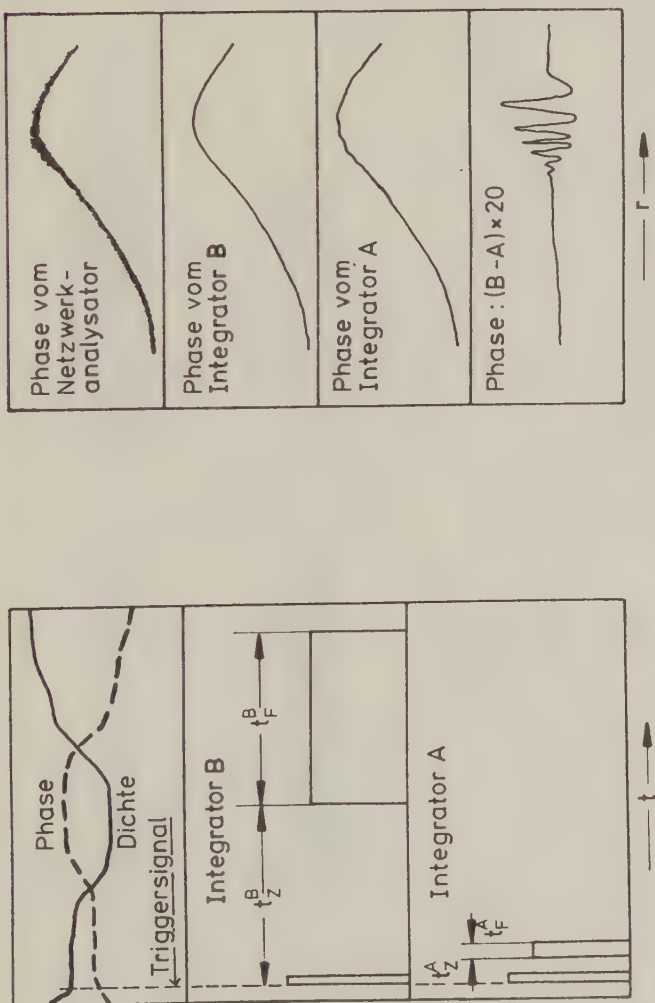


Abb.: 57 Prinzip des empfindlichen Phasenmeßverfahrens¹¹

Zur Messung der IP-Mode wurden verschiedene Empfangssonden benutzt: Langmuir-Sonde auf Floating-Potential, Glühsonde und Doppelsonde mit HF-Transformator. Von diesen erwies sich die Doppelsonde als die empfindlichste. Eine der Ausführungen dieser Sonde, die das Differenzsignal von beiden Einzelsonden liefert, ist in Abb.: 58 gezeigt. Diese Ausführung hat den Vorteil, das beide Empfangsantennen gleich empfindlich für radiale elektrische Felder sind, aber den Nachteil, sehr unempfindlich zu sein, wenn ganzzahlige Vielfache einer Wellenlänge zwischen den beiden Empfangsantennen liegen. Da die Wellenlänge der IP-Mode zwischen $\lambda_{IP} \approx 0,3$ und 2 mm liegt, der Abstand der beiden Antennen jedoch 1 mm beträgt, können bestimmte Wellenlängen nicht gemessen werden.

Bei einer anderen Ausführung ist nur eine der beiden Empfangssonden abgewinkelt. Hiermit können zwar alle Wellenlängen gleich gut gemessen werden, wegen der unterschiedlichen Orientierung ist die Empfindlichkeit der beiden Sonden und der Einfluß des Plasmarauschens auf sie nicht gleich. In der Praxis ergaben jedoch beide Ausführungen ähnliche Ergebnisse, sie sind somit gleichgut für die Diagnostik kleiner Wellenlängen geeignet.

Bei einer anderen Meßmethode war die doppelt verstellbare Mehrfachsonde mit drei Langmuir-Sonden bestückt. Zwei Sonden wurden fest positioniert, wobei eine Sonde zur Aufnahme der Dichtefluktuationen diente, die andere das Referenzsignal für den Netzwerkanalysator empfing. Die radial verschiebbare Sonde - wie die Referenzsonde auf Floating-Potential liegend - empfing das Testsignal für den Analysator. Die Ergebnisse dieser Interferometer-Methode waren jedoch nicht zufriedenstellend, was auf den hohen Rauschanteil des Referenzsignals zurückzuführen ist.

Neben der doppelt verstellbaren Mehrfachsonde wurden auch einfach verstellbare Sonden zur Modenkonversionsmessungen an anderen Positionen außerhalb der SW-Antenne benutzt. Als Triggersonde mußte dann allerdings eine von der HF-Sonde weiter entfernte zusätzliche Sonde benutzt werden. Ansonsten wurde die gleiche Meßmethode wie oben beschrieben verwendet.

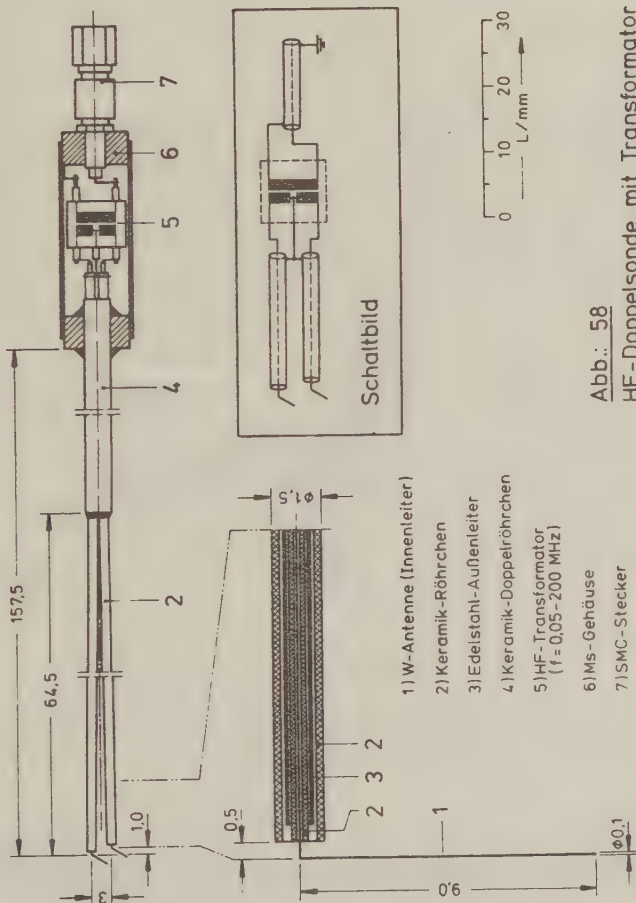


Abb.: 58
HF-Doppelsonde mit Transformator

Die mit dieser modifizierten Methode erzielten Meßergebnisse waren geringfügig schlechter als die mit der Mehrfachsonde gewonnenen Resultate.

7. 2. Diskussion der Meßergebnisse

Abb.:59 zeigt eine Amplituden- und Phasenmessung außerhalb der SW-Antenne über dem gesamten Plasmaradius. Vom Amplitudenmaximum, das die hybride Schicht markiert, zum Plasmarand hin zeigt der Phasenverlauf Peaks, deren Abstand sich verkleinert, wie es für die auslaufende Ionen-Plasma-Mode erwartet wird. Ab etwa $r_s = 40$ mm ist der Phasenverlauf sehr verrauscht. Da von dort bis zum Plasmarand die Dichtefluktuationen stark zunehmen, läßt sich die IP-Mode nur sehr schwer weiter verfolgen. Dies erwartet man auch; denn wegen ihrer kurzen Wellenlänge sollte die IP-Mode bereits nach kurzen Distanzen ausgedämpft sein und deshalb sollten auch nur einige Wellenzüge beobachtbar sein. In Übereinstimmung damit können wir etwa zehn Wellenzüge verfolgen. Die Auswertung dieser Messung ist in Abb.:60 dargestellt. Die theoretische Kurve (durchgezogen) wurde aus dem gemessenen Dichteprofil (gestrichelte Kurve) und Ionentemperaturprofil mittels der Dispersionsbeziehung für die warme Ionen-Plasma-Mode berechnet. Die Meßwerte wurden durch Ausmessen des Abstandes zweier benachbarter Maxima bzw. Minima des Phasenverlaufs gewonnen; man erkennt sehr schön die starke Abnahme der experimentell bestimmten Wellenlänge in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verhalten der IP-Moden. Zu berücksichtigen ist noch, daß es sich um sehr kurze Wellenlängen handelt und die Messung in einem großen Zeitraum (0.5 - 1 h) aufgenommen wurde. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit wurde diese Messung im Bereich des steilen Abfalls der Wellenlänge mehrmals vorgenommen. In Anbetracht der Sondenrückwirkung auf das Plasma und des großen zeitlichen Abstandes zwischen den Messungen,

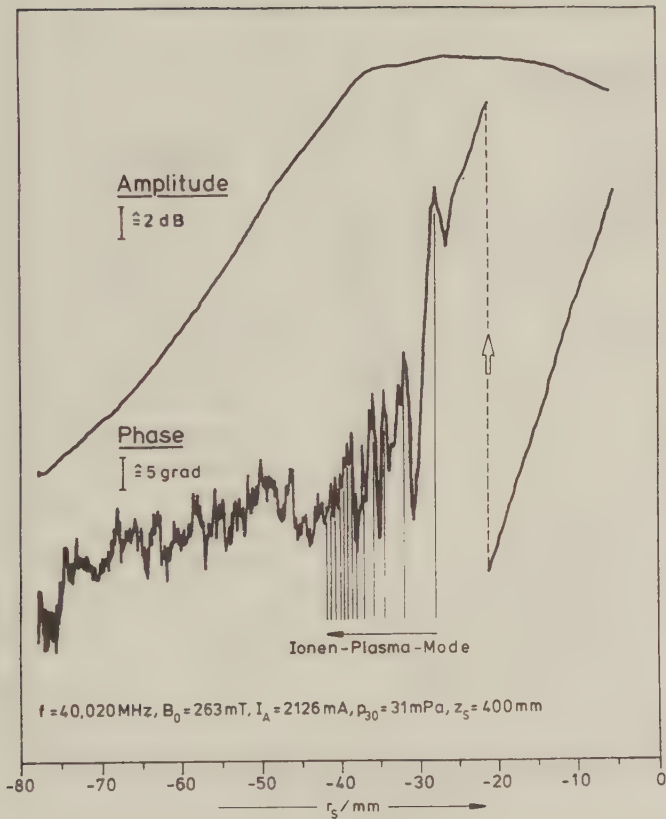


Abb.: 59

Messung zum Nachweis der warmen Ionen-Plasma-Mode

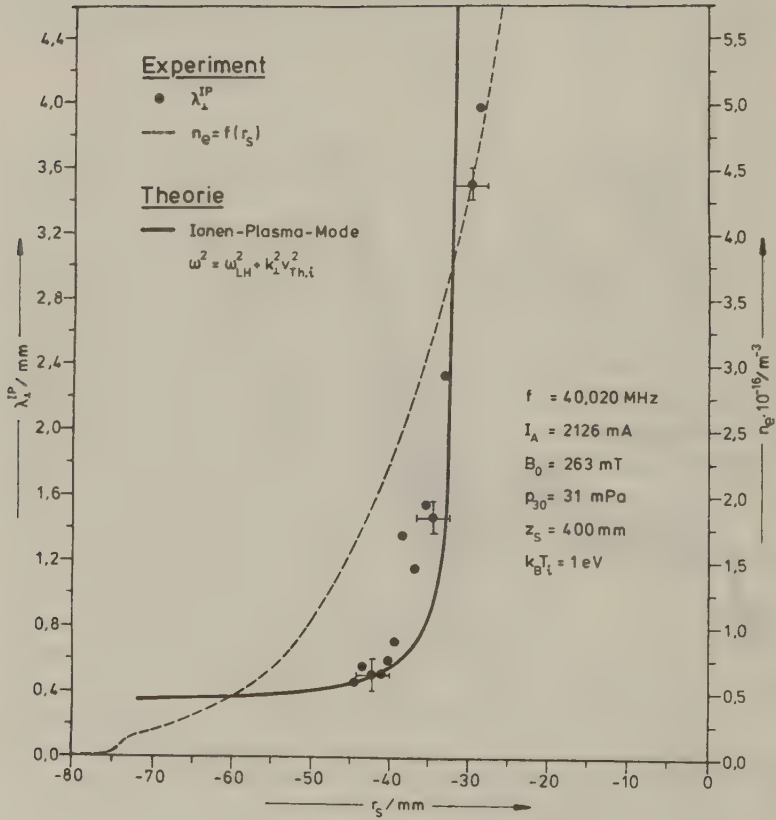


Abb.: 60

Wellenlänge der warmen Ionen-Plasma-Mode

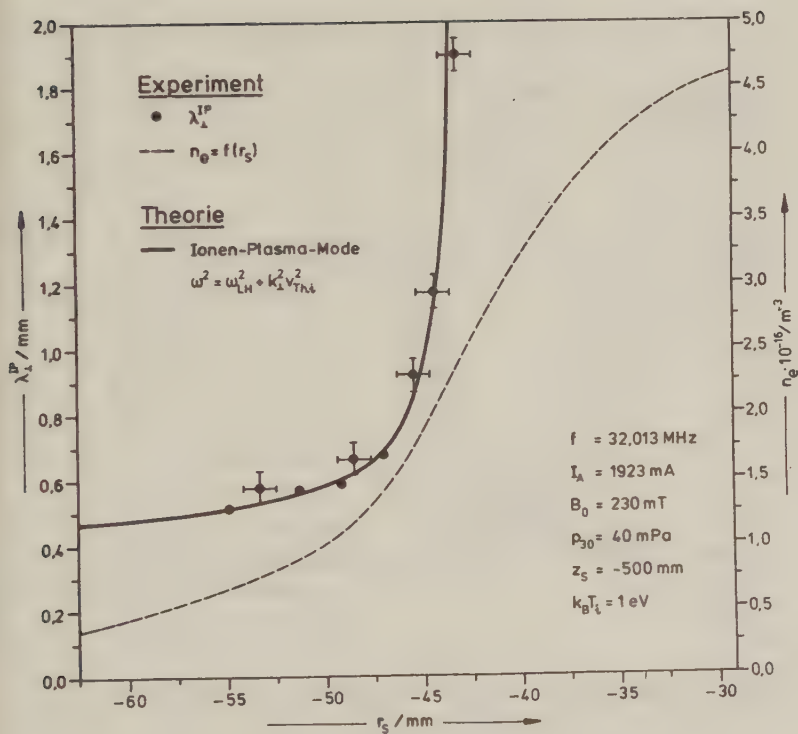


Abb.: 61

Nachweis der Modenkonversion: Anregung der Ionon-Plasma-Mode durch eine LH-Welle

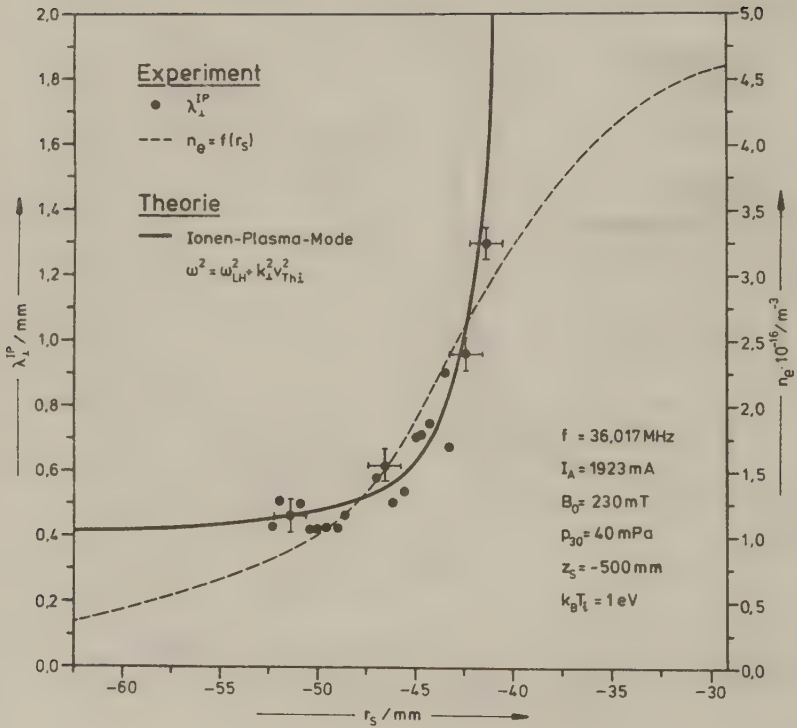


Abb.: 62

Nachweis der Modenkonversion: Anregung der Ionen-Plasma-Mode durch eine LH-Welle

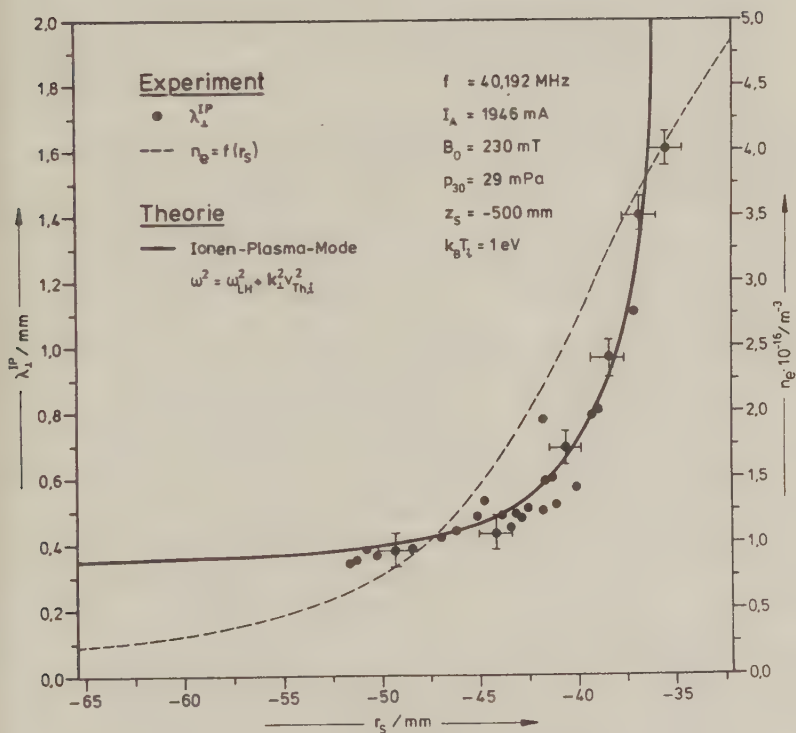


Abb.: 63

Wellenlänge der warmen Ionen-Plasma-Mode

die bei gleichem Dichteprofil, aber unterschiedlichen Frequenzen durchgeführt wurden, zeigt der Vergleich beider Abbildungen - neben der wiederum guten Obersteinstimmung zwischen Experiment und Theorie -, daß sich wie erwartet bei der größeren Frequenz die Dispersionskurve mit der LH-Schicht zur Plasmamitte hin verlagert hat (Abb.: 61 und 62).

Eine weitere Messung, deren Auswertung in Abb.: 63 gezeigt ist, bestätigt noch einmal dieses Verhalten.

Die Messungen zum Nachweis der Modenkonzersion wurden außerhalb der SW-Antenne durchgeführt und überstreichen den Frequenzbereich von $f = 30 - 70$ MHz. Bis $f = 60$ MHz konnte die Ionen-Plasma-Mode beobachtet werden; bei höheren Frequenzen lag die LH-Schicht fast in der Plasmamitte, und die Empfangs-sonde störte das Plasma so sehr, daß die LH-Dichte nicht mehr erreicht wurde.

Im unteren Frequenzbereich ($f \lesssim 30$ MHz) beobachteten wir ebenfalls IP-Moden; dies war deswegen überraschend, da wegen der bei den kleinen Frequenzen starken ELD die LH-Welle nicht mehr weit ins Plasma eindringt. Jedoch lag in diesem Fall die Konversionsschicht nahe des Plasmarandes (≈ 1 cm), und der Abstand der Empfangs-sonde zur SW-Antenne sehr klein.

Bei einigen Messungen beobachteten wir, die Modulation der IP-Mode eine annähernd äquidistante Modulation überlagert war, die sich in das Gebiet jenseits der LH-Schicht fortsetzte.

Die daraus berechneten Wellenlängen waren empfindlich von der Frequenz abhängig; wir vermuteten deswegen, daß es sich hierbei um höhere Ionen-Bernstein-Moden handelt, zumal ihre Dispersion nur eine schwache Dichteabhängigkeit aufweist (Abb.: 5).

Wegen der empfindlichen Frequenzabhängigkeit war dieser Effekt jedoch bisher nur sehr schwer reproduzierbar.

8. Zusammenfassung

Bei unseren Untersuchungen wurde die Modenkonzersion von Lower-Hybrid-Wellen in die warme Ionen-Plasma-Mode durch den direkten Nachweis der entstehenden Ionen-Plasma-Mode geführt. Die folgenden experimentellen Befunde belegen dies:

- Die in das Plasmainnere propagierenden Wellen, die mit einer Slow-Wave-Antenne am Plasmarand angeregt werden, genügen in guter Näherung der Dispersionsbeziehung der kalten Lower-Hybrid-Wellen.
- Die Dämpfung der Lower-Hybrid-Wellen ist bei hohen Frequenzen nur teilweise durch klassische Stöße der Ladungsträger mit dem Neutralgas zu erklären. Zusätzlich tritt Dämpfung durch Kopplung mit niederfrequenten Dichtefluktuations auf, die in der Größenordnung der Stoßdämpfung liegt.
- Im Gebiet kleiner Frequenzen dominiert Elektronen-Landau-Dämpfung; hier kommt die Phasengeschwindigkeit der Lower-Hybrid-Welle parallel zum statischen Magnetfeld in die Größenordnung der thermischen Parallelschwindigkeit der Elektronen, was zu diesem stoßfreien Dämpfungsprozeß führt.
- Die Lage der hybriden Schicht ist eindeutig mit dem Amplitudenmaximum des LH-Wellenfeldes korreliert. Dies belegen empfindliche Resonanzkegelmessungen, mit denen die lokale Lower-Hybrid-Frequenz experimentell bestimmt wurde, in Übereinstimmung mit dem aus der lokalen Elektronendichte berechneten LH-Frequenzwert
- Empfindliche Messungen des radialen Phasenverlaufs zeigen eine Modulation, die in unmittelbarer Nähe des Amplitudenmaximums entstehen (Lower-Hybrid-Schicht) und zum Plasmarand hin zunehmend kurzweiliger wird.
- Die aus der Phasenmodulation ermittelten Wellenlängen folgen dem theoretisch erwarteten Dispersionsverhalten der warmen Ionen-Plasma-Mode; für die Berechnung

wurden die gemessenen Profile von Elektronendichte und Ionentemperatur herangezogen.

Ein wichtiger Punkt, der bislang noch nicht geklärt werden konnte, ist die Frage des Energietransfers von der Lower-Hybrid-Welle in die Ionen-Plasma-Mode bzw. die Ionen-Bernstein-Mode. Unsere Untersuchungen zeigen, daß etwa 50 % der Energie der Lower-Hybrid-Wellen die Konversionszone erreicht; indessen wurde keine reflektierte Lower-Hybrid-Welle beobachtet. Daraus kann gefolgert werden, daß die Energie entweder in die Ionen-Plasma-Mode (oder Ionen-Bernstein-Mode) oder an der hybriden Schicht entlang läuft und dort weggedämpft wird, oder - was nicht ausgeschlossen werden kann - nur ein Teil der durch Modenkonzersion entstehenden Wellen beobachtet wird.

Aufschluß über den konvertierten Energieanteil und über die anderen Kanäle des Energietransfers (Streuung an Dichtefluktuationen) müssen zukünftige Experimente erbringen. Für die bisherigen Untersuchungen war es zunächst vordringlich, die Modenkonzersion der dichteabhängigen Lower-Hybrid-Wellen ($\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$) in die warme Ionen-Plasma-Mode direkt zu beobachten, was mit dieser Arbeit zum ersten Mal gelang.

Herrn Prof. Dr. H. Schlüter danke ich für sein herzliches Interesse und die stetige Förderung dieser Arbeit. Wegen der Anregung zu dieser Arbeit, seiner steten Förderung, den zahlreichen fruchtbaren Diskussionen sowie der kritischen Durchsicht des Manuskripts, danke ich Herrn Dr. M. Krämer. Ferner danke ich den Herren D. Schmidt und F. Wiesemann für ihre Hilfe und Unterstützung beim Aufbau und Betrieb des Experiments.

9. Literatur

- 1.1 M. Brambilla; Nucl. Fusion 16, 1 (1976)
- 1.2 H. T. Stix; Phys. Rev. Letters 15, 23 (1965)
- 1.3 A. D. Piliya & V. I. Fedorov; Sov. Phys. JETP 30, 4 (1970)
P. M. Bellan & M. Porkolab; Phys. Fluids 17, 1592 (1974)
- 1.4 M. Ono, K. L. Wong & G. A. Wurden; PPPL- 1819 (1981)
" " " " - 1905 (1982)
- 1.5 P. M. Bellan & M. Porkolab; Phys. Rev. Letters 34, 3 (1975)

- 2.1 H. T. Stix; "Theory of Plasma Waves",
McGraw-Hill, New York (1962)
- 2.2 B. D. Fried & S. D. Conte; "The Plasma Dispersion Function",
Huddleston & Academic Press, New York (1961)
- 2.3 P. M. Bellan & M. Porkolab; Phys. Fluids 19, 995 (1976)
- 2.4 H. T. Stix; Phys. Rev. Letters 15, 23 (1965)
- 2.5 H. T. Stix & D. G. Swanson, PPPL- 1903 (1982)
- 2.6 V. E. Golant, Sov. Phys. Tech. Phys. 16, 1980 (1972)
- 2.7 A. D. Piliya & V. I. Fedorov; Sov. Phys. JETP 30, 4 (1970)

- 4.1 F. Wieseemann; Diplomarbeit Ruhr-Universität Bochum
(in Vorbereitung)
- 4.2 F. F. Chen in "Plasma Diagnostic Techniques", Huddleston &
Leonard, Academic Press, New York (1965)
- 4.3 E. O. Johnson & L. Malter; Phys. Rev. 80, 58 (1950)
- 4.4 I. Katsumata ; Conference on Plasma Diagnostics,
Culham Laboratory, Abingdon (1968)
- 4.5 M. A. Heald & G. D. Wharton; "Plasma Diagnostics
with Microwaves", Wiley, New York (1965)
- 4.6 R. K. Fisher & R. W. Gould, Phys. Fluids 14, 4 (1970)
K. H. Burrell; Phys. Fluids 18, 12 (1975)
- 4.7 K. Lucks & M. Krämer; Plasma Phys., 22, 879 (1980)
- 4.8 G. Derra; Diplomarbeit, Ruhr Universität Bochum (1981)
N. A. Krall & A. W. Trivelpiece; "Principles of
Plasma Physics", McGraw-Hill, Tokio, (1973)

Lebenslauf

Am 31. Juli 1950 wurde ich als Sohn des Bergmanns Heinrich Lucks und seiner Frau Hedwig, geb. Marquardt in Hamm-Herringen geboren.

Dort besuchte ich von von 1957 bis 1965 die Volksschule. Danach begann ich meine Ausbildung zum Technischen Zeichner, auf der Schachtanlage Heinrich-Robert in Hamm .

Nach dem Abschluß 1968, war ich dort bis zum 31. Januar 1970 in meinem Beruf tätig.

Vom 1. Oktober 1966 bis zur Erlangung der Fachhochschulreife 1970, besuchte ich die Gewerbliche Berufsaufbauschule der Abendform in Hamm.

Mit dem Sommersemester 1970 begann ich das Ingenieurstudium der Fachrichtung Physikalische Technik, an der Fachhochschule Aachen, Abt. Jülich und schloß diese im Januar 1973 erfolgreich ab.

Im Sommersemester 1973 nahm ich das Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum auf. Dort bestand ich im Oktober 1974 die Vordiplom- und im Mai 1979 die Diplomprüfung.

Seitdem bin ich am Lehrstuhl II des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum tätig.

